

T H È S E

Présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

en vue

DU DIPLOME DE DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ (3^e Cycle) DE PHYSIQUE
(Physique Nucléaire)

par

Michel GOUANERE

Sujet :

Chambres à étincelles circulaires à localisation électrique en basses énergies.

soutenue le 15 Juillet 1965 devant la Commission d'examen

J U R Y

MM. A. SARAZIN

Président

J. DEPRAZ

L. FEUVRAIS

} Examineurs

THÈSE

Présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

en vue

DU DIPLOME DE DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ (3^e Cycle) DE PHYSIQUE
(Physique Nucléaire)

par

Michel GOUANERE

Sujet :

Chambres à étincelles circulaires à localisation électrique en basses énergies.

soutenue le 15 Juillet 1965 devant la Commission d'examen

JURY

MM. A. SARAZIN

Président

J. DEPRAZ

L. FEUVRAIS

Examineurs





Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553409_0049

U N I V E R S I T E D E L Y O N

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN
de LARAMBERGUE
SOLLAUD
MENTZER
MOUSSA
JAFFARD
EYRAUD Henri
DEJARDIN
VIRET

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON

PRETTRE

COURTY

KUNER

MALECOT

PARIS

AUMERAS

COLONGE

JANIN

FLANDRIN

BERNARD

DUFAY Jean

NIGON

GAUTHIER Henri

WAUTIER

CHOPIN

CUEILLERON

BRACONNIER

EYRAUD Charles

SARAZIN

BOIDIN

PERES

MESNARD

GRANDMONTAGNE

BOUTILLIER

LAFOUCRIERE

DREUX

TEICHNER

PAVANS de CECCATTY

MERLIN

DUFAY Maurice

PHILBERT

COHEN-ADAD

DAVID Louis

CHANEL

MAURY

DEPRAZ

GAUTHIER Jean

GAUME

Minéralogie

Chimie industrielle

Chimie-Physique

Botanique

Mécanique rationnelle et appliquée

Chimie minérale

Chimie générale II

Chimie organique

Physique générale

Géologie appliquée

Physique industrielle

Astronomie

Zoologie expérimentale

Géologie générale

Zoologie

Chimie biologique

Chimie

Calcul différentiel et intégral

Chimie-Physique appliquée

Physique nucléaire

Microbiologie et Mycologie

Physiologie

Electronique

Physique

Minéralogie

Physique nucléaire théorique

Chimie organique

Chimie industrielle

Zoologie

Chimie analytique

Physique de l'Atmosphère

Physique nucléaire

Chimie

Géologie générale

Psychophysiologie

Méthodes Mathématiques de la Physique

Physique nucléaire

Chimie

Physique expérimentale

Professeurs sans chaire

MM. FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
UZAN	Physique S.P.C.N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
DUCET	Biologie végétale
Mle MAITROT	Physique
MM. GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C.S.U.
Mle GAUTHERON	Chimie biologique
MM. DESCOTES	Chimie organique
ERBEIA	Physique
Mme ERICSON	Physique générale
M. LEMOIGNE	Botanique

Maitres de Conférences

MM. MARTEL	Mécanique
MATHIEU	Mécanique des Fluides
PICARD Philippe	Mathématiques
DEMARCO	Géologie générale
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT	Physique M.P.C.
LAURENT	Chimie organique
ROT	Mathématiques
BETHOUX	Mathématiques T.M.P.
Mle CALAIS	Mathématiques C.S.U.
M. GUSAKOW	Physique
Mle THOMAS	Chimie minérale

Maître de Conférences adjoint

M. PIERRON

Chimie

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

AVANT-PROPOS

C'est grâce à l'initiative et au soutien de Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire, que j'ai pu entreprendre ce travail. Qu'il trouve ici l'occasion d'accepter mes vifs remerciements.

Je remercie Monsieur le Professeur DEPRAZ, qui a bien voulu s'intéresser à ce travail.

Je dois beaucoup à Monsieur L. FEUVRAIS, Maître de Conférences, qui m'a proposé ce sujet. C'est par son amitié et son dévouement, ainsi que son expérience dans ce domaine de la physique, que j'ai été guidé tout le long de cette étude.

Je remercie Monsieur G. CHARPAK, Maître de Recherches au C.N.R.S., pour l'aide et les conseils qu'il m'a apportés pendant ce travail, ainsi que Monsieur M. GUSAKOW, Maître de Conférences, et Messieurs L. MASSONNET, J. FAVIER, R. BOUCLIER et G. MILLION, avec qui j'ai eu d'utiles discussions.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur CALDERO, Chef du Service d'Electronique, qui a souvent contribué à la mise au point de l'électronique, ainsi qu'envers Monsieur ROUX, Ingénieur du Synchrocyclotron, et toute son équipe, pour les facilités qu'ils m'ont offertes durant toutes mes mesures.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	p. 3
<u>DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE</u>	p. 5
I - Développement	p. 5
II - Principe et caractéristiques	p. 9
III - Construction des chambres	p. 17
IV - Localisation automatique de l'étincelle	p. 23
1) Montage électrique	p. 25
2) Mesure du parcours	p. 28
3) Mesure de l'angle de diffusion	p. 31
<u>DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	p. 40
I - Détection	p. 40
1) Cas d'une double diffusion	p. 41
2) Electronique	p. 43
3) Sélection des particules	p. 47
II - Etalonnage des chambres	p. 50
1) Résolution angulaire	p. 50
2) Efficacité	p. 50
<u>CONCLUSION</u>	p. 52
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	p. 53

INTRODUCTION

L'un des procédés utilisés pour l'étude expérimentale des forces nucléaires, auprès des accélérateurs de basses énergies, tels que le Synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire de LYON, consiste à établir les relations entre le nombre d'évènements, l'angle de diffusion et l'énergie des particules produites par bombardement d'une cible par un faisceau de particules.

Généralement, on utilise pour cette étude des détecteurs "ponctuels", qui mesurent à un angle donné le nombre et l'énergie des produits de la réaction. C'est ainsi qu'on mesure les sections efficaces de diffusion ou de réaction nucléaires avec des photomultiplicateurs ou des détecteurs solides; ces derniers sont actuellement très utilisés, à cause de leur très bonne résolution en énergie (quelques $1/1000^0$), mais sont de petite dimension, ayant une surface de 1 à 2 cm^2 et une épaisseur maximum de quelques mm. Leur emploi est donc limité à la mesure d'énergie de protons inférieure à 20 MeV, ou d' α inférieure à 80 MeV.

Les photomultiplicateurs sont très utilisés depuis 1940, et s'ils subissent la concurrence des détecteurs solides aux très basses énergies, ils admettent des taux de comptage élevés (10^7 événements/s). Ils permettent de mesurer l'énergie avec une résolution de quelques %, et peuvent être de grandes dimensions, mais sont "aveugles", c'est-à-dire qu'ils ne donnent pas la position de l'impact de la particule : la précision sur la connaissance de cet impact est conditionnée par les dimensions du scintillateur.

De plus, les études s'orientant maintenant vers des phénomènes plus rares, il est nécessaire d'utiliser plusieurs jonctions ou plusieurs photomultiplicateurs adjacents, pour avoir des taux de comptage suffisants, ce qui conduit à un ensemble complexe et coûteux.

Il est alors plus intéressant d'utiliser un détecteur qui possède une grande surface utile, et donne la position de la particule ainsi que son énergie. La chambre de Wilson, ou les émulsions nucléaires ne présentant pas assez de souplesse, c'est la chambre à étincelles qui offre alors le plus de possibilités. En effet, ce dernier détecteur permet de déterminer la position d'une particule à $1/10$ de mm près, l'énergie par absorption avec une précision de l'ordre de 1%, et permet de disposer d'un grand angle solide. En visualisant la trajectoire, on a également la possibilité d'éliminer certains bruits de fond. Enfin, divers procédés permettent une localisation de l'étincelle autrement que par la photographie, tels que les procédés soniques, les chambres digitales à fils, la télévision ou la méthode des courants, que nous utilisons ici (dans la suite, nous appellerons ces procédés "localisations automatiques").

L'angle important, ainsi que la précision de la mesure de l'énergie supérieure aux scintillateurs, la destine donc aux études d'événements rares, tels que les mesures de polarisation par double diffusion, et les réactions nucléaires à plusieurs corps, ou à faible section efficace.

Ce travail consiste en la mise au point de chambres à étincelles circulaires, avec localisation électrique de l'étincelle, qui seront utilisées pour des expériences de diffusion de particules chargées, au Synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire de LYON.

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

La chambre à étincelles étant encore peu utilisée en basses énergies, nous commencerons par rappeler les différentes étapes qui ont conduit à sa conception et à son utilisation dans les expériences auprès des grands accélérateurs.

Il existe de nombreux articles récents sur l'état des techniques des chambres à étincelles, ainsi que leur développement historique (A. ROBERTS, 1961 - M.I. DAION et G.A. LEKSIN, 1963 - S.G. RUTHERGLEN, 1964 W.A. WENZEL, 1964 - G. CHARPAK, 1965). La plupart des études fondamentales sur ce sujet se trouvent dans le volume 32, no 5 de "The Review of Scientific Instruments", Mai 1961 (Spark Chamber Symposium).

I. DEVELOPPEMENT -

Le compteur à étincelles

La chambre à étincelles est dérivée d'un ancien détecteur appelé le compteur à étincelles, d'une utilisation assez limitée. Le compteur à étincelles, dans sa forme la plus simple, consiste en une paire d'électrodes planes parallèles, aux bornes desquelles est appliquée une haute-tension, contenant un gaz, et qui utilise le même principe que le compteur Geiger-Müller(G.M.)

Une paire d'électrodes dans une atmosphère gazeuse, peut être utilisée dans trois zones distinctes pour détecter des particules chargées : la région de chambre d'ionisation, lorsque le champ électrique est juste suffisant pour collecter les ions primaires produits; la région proportionnelle, dans laquelle se produit la multiplication gazeuse de l'ionisation primaire, sans que la décharge soit auto-entretenu; et la région de décharge auto-entretenu, coupée par un montage à contrôle externe, ou par l'addition d'un constituant approprié au gaz de remplissage. Le compteur à étincelles peut être défini

comme un arrangement d'électrodes différent de celui du compteur G.M., opérant dans la région de la décharge.

La chambre d'ionisation est très ancienne, et son origine est difficile à établir.

Les premières études sur les compteurs proportionnels constitués de deux plaques parallèles, semblent remonter aux travaux de ZIPPRICH (1933), qui montra qu'on pouvait détecter des rayons béta, et non pas seulement des particules alpha. Il obtenait une multiplication gazeuse de plusieurs centaines de fois.

Le compteur G.M. était jusque là le seul à détecter des particules isolées, et l'on s'efforçait de comprendre son mode de fonctionnement, qui ne fut vraiment bien établi que vers 1940. Jusqu'à ce que TROST (1937) introduise l'usage de l'alcool, le compteur G.M. nécessitait une commande externe pour couper la décharge. L'inconvénient d'utiliser une constante de temps RC longue fut évitée, lorsqu'en 1936, NEHER et HARPER introduisirent le circuit à contrôle externe, permettant des comptages plus rapides. Ce circuit permit également à divers auteurs d'essayer d'autres géométries que le cylindre coaxial, en particulier S.C. BROWN (1939), DANY DE SOUZA SANTOS et WATAGIN (1938), et GISOLF (1937).

De toutes les géométries étudiées, seules les deux plaques parallèles donnent un champ partout uniforme, et donc le temps de transit le plus court. Les recherches sur la rapidité de réponse des détecteurs montrèrent que le compteur à étincelles donne les meilleurs résultats. Comme la décharge dans un compteur G.M. met une trentaine de μ s pour se développer, le temps de montée d'un compteur à plaques parallèles doit être plus court. Les premiers à étudier cet aspect semblent être KEUFFEL (1948-1949), qui obtint des temps de montée de 10 ns et moins, et MADANSKY-PIDD (1949) qui montrèrent que, dans de bonnes conditions, le temps de montée est dans la région de la nanoseconde. Ils remarquèrent également, que ce temps de montée est plus bref que le temps de transit des électrons, et expliquèrent ce fait par un processus de formation directe de la décharge.

De récentes études sur le compteur à étincelles ont été faites par ZAVOISKY (1957) et ses collaborateurs, qui ont obtenu des temps de montée de 0,15 ns.

Développement de la détection visuelle

Les premières études sur le compteur à étincelles ont donc porté sur la rapidité de réponse de ce détecteur, qui s'avéra intéressante dans les recherches sur la radioactivité, et en particulier dans les études d'isotopes à durée de vie courte. Cependant, en 1949, KEUFFEL prédit que les étincelles, qu'il observait dans un compteur à plaques parallèles, pouvaient probablement être utilisées pour définir la trajectoire des particules.

Nous arrivons alors à l'usage du compteur à étincelles en temps que détecteur visuel, qui est le développement le plus intéressant avant l'apparition de la chambre à étincelles.

Les premières photographies furent publiées par BELLA et FRANZINETTI (1953) qui, répétant les observations de Keuffel, montrèrent que les étincelles pouvaient être localisées dans moins d'un millimètre cube. Puis une série de travaux dus à un groupe de l'Université de Hambourg, et en particulier HENNING (1957) et ALLKOFER (1957), montrèrent que les étincelles sont localisées à une déviation standard de 0,8 mm près. Le groupe de Hambourg adopta divers perfectionnements techniques, tels que l'usage d'un mélange à base d'argon pour le gaz de remplissage, et l'idée de porter la haute-tension à une valeur plus élevée par un déclenchement externe, après les travaux de TRUMPER (1960). Pour cela, lorsqu'une particule traverse 3 compteurs à étincelles, un circuit de coïncidence provoque la décharge supplémentaire d'un condensateur dans ces compteurs, ce qui augmente la luminosité de l'étincelle. Ces auteurs obtinrent la position de la trajectoire avec une précision de 0,2 mm.

Parallèlement à ces travaux, CRANSHAW et De BEER (1957), utilisant des compteurs à air à la pression atmosphérique, introduisirent la technique de l'impulsion haute-tension, ne laissant qu'une faible tension de balaya-

ge entre deux impulsions, pour éliminer les ions résiduels, et décrivirent une chambre à plusieurs plaques pouvant être utilisée dans des expériences de rayons cosmiques. L'impulsion haute-tension est déclenchée, lorsqu'une particule a été détectée au moyen de deux compteurs G.M. en coïncidences, situés de part et d'autre des plaques. Ces auteurs remarquèrent qu'on supprimait par ce fonctionnement les étincelles parasites trop fréquentes dans le compteur à étincelles.

La propriété qu'a l'étincelle de suivre exactement les trajectoires des particules ionisantes, même inclinées, fut observée par G. CHARPAK (1957), avec une chambre remplie d'un mélange argon-propane, et une distance des plaques de 2 centimètres, aux bornes desquelles étaient appliquées des impulsions de 66.000 volts et de quelques nanosecondes de durée.

Puis viennent les travaux de FUKUI et MIYAMOTO (1959), qui analysent le comportement des chambres à étincelles constituées de plaques parallèles, et montrent en particulier que l'usage des gaz nobles tels que le néon et l'hélium permet la visualisation de plusieurs particules simultanées. Ils soulignent l'importance du temps de montée de l'impulsion haute-tension, et surtout montrent que le temps de sensibilité des chambres peut être ajusté entre 1 μ s et 10 μ s, suivant la valeur du faible champ de balayage, qui est appliqué de façon permanente entre les électrodes.

Les travaux de Fukui et Miyamoto sont à l'origine de l'utilisation de la chambre à étincelles auprès des grands accélérateurs, puisque c'est à la suite de leur étude que les physiciens de Berkeley CORK et CRONIN cherchèrent à l'utiliser dans des expériences de hautes énergies. En effet, l'apparition de décharges simultanées tout le long de la trajectoire montre qu'il doit être possible d'étudier des phénomènes plus complexes que la simple localisation d'une trajectoire unique. De plus, le fait que le temps de sensibilité de la chambre soit aussi bref, doit permettre d'obtenir des photographies de phénomènes très rares en présence de flux intenses de particules.

Depuis, la chambre à étincelles a connu de nombreux développements, avec entre autre l'adjonction d'un champ magnétique pour courber les trajectoires et identifier les particules, les études sur le mécanisme de formation de l'étincelle, et les variétés dans les techniques de construction, ou dans les géométries adoptées.

Mais le type de chambre le plus couramment utilisé est celui dont le principe était connu dès 1957, où les étincelles, déclenchées par l'application de la haute-tension lorsque les compteurs ont signalé l'événement intéressant, sont perpendiculaires aux électrodes, et où la trace est définie par l'utilisation d'un grand nombre de chambres placées le long de la trajectoire, photographiée suivant deux angles différents, et reconstituée par projection stéréographique. La précision des traces varie de 0,2 mm à 1 mm suivant les conditions; avec un champ magnétique, on atteint des précisions de 1% sur le rayon de courbure de la trajectoire à 1 Gev.

Avant de décrire la technique de construction adoptée dans notre cas, et les problèmes de la localisation automatique de l'étincelle, nous rappellerons le principe général des chambres à étincelles et la terminologie qui s'y rattache.

II. PRINCIPE ET CARACTERISTIQUES -

Le montage le plus couramment adopté est donné fig. 1 et fig. 2.

Une série de plaques parallèles entre lesquelles circule à la pression atmosphérique, un gaz rare tel que l'argon, l'hélium ou le néon, constitue le détecteur, de capacité C_0 . Les plaques sont reliées alternativement à la masse et au circuit haute-tension, par l'intermédiaire des résistances R_2 et de la capacité C_1 . Lorsqu'une particule ionisante est détectée par les compteurs 1 et 2 en coïncidence (généralement des photomultiplicateurs), le déclencheur (fig. 2) amorce l'éclateur, qui produit la décharge de la capacité C_1 dans la résistance R_1 . Une impulsion haute-tension (fig. 3) apparaît aux

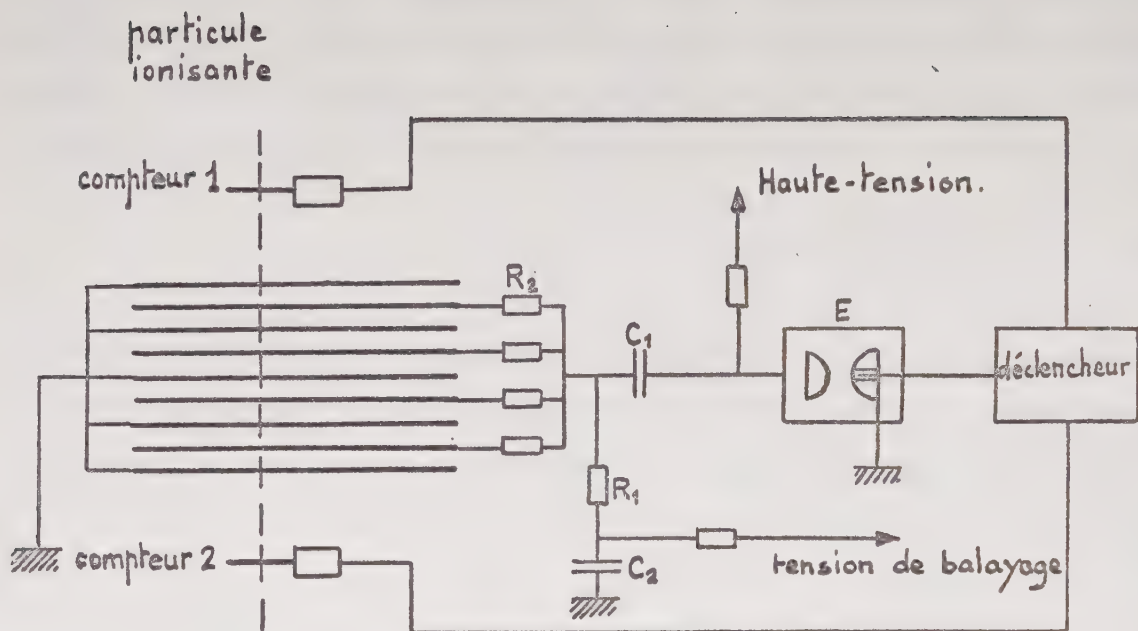


Fig.1 .Schéma du dispositif de déclenchement des chambres à étincelles.

C_1 :condensateur de décharge.

E: éclateur ou thyatron.

R_1 :résistance control ant la durée de l'impulsion.

R_2 :résistance limitant le courant d'étincelle.

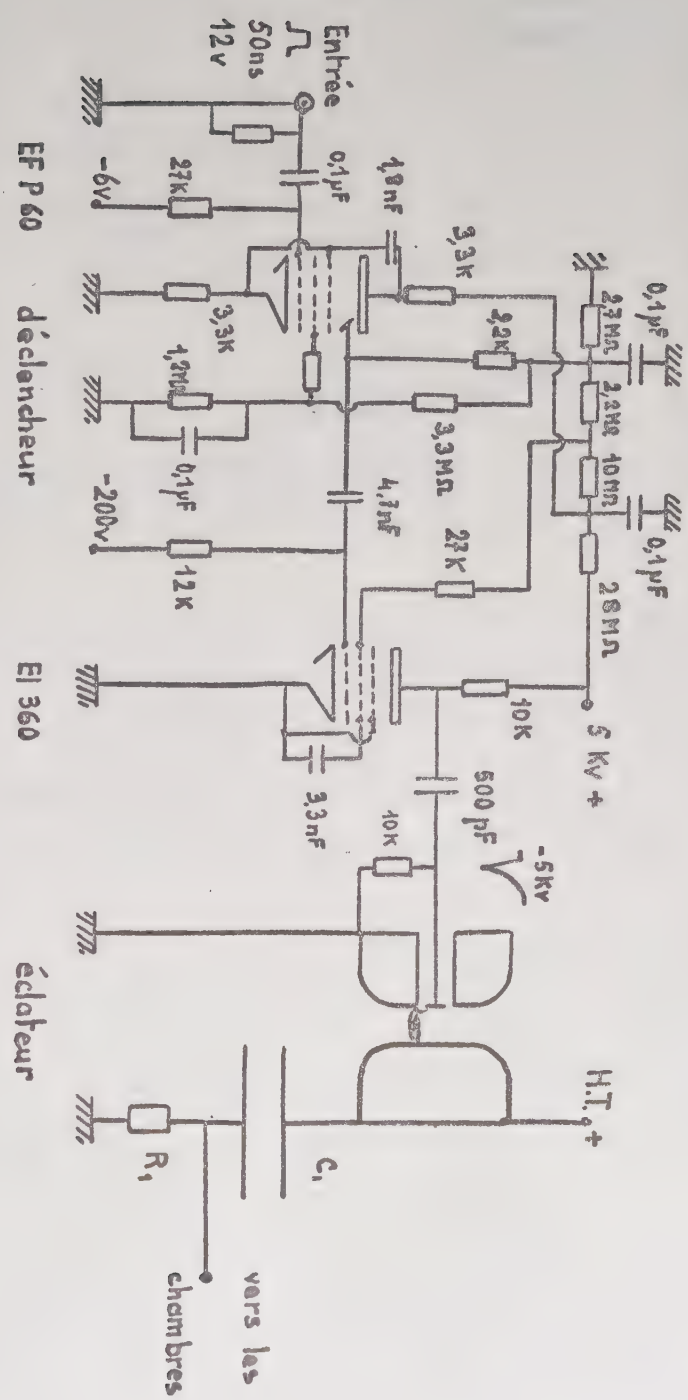


Fig. 2. Schéma de l'électronique de déclenchement.

bornes des plaques de la chambre, et une série d'étincelles se forment sur le passage de la particule, perpendiculairement aux électrodes.

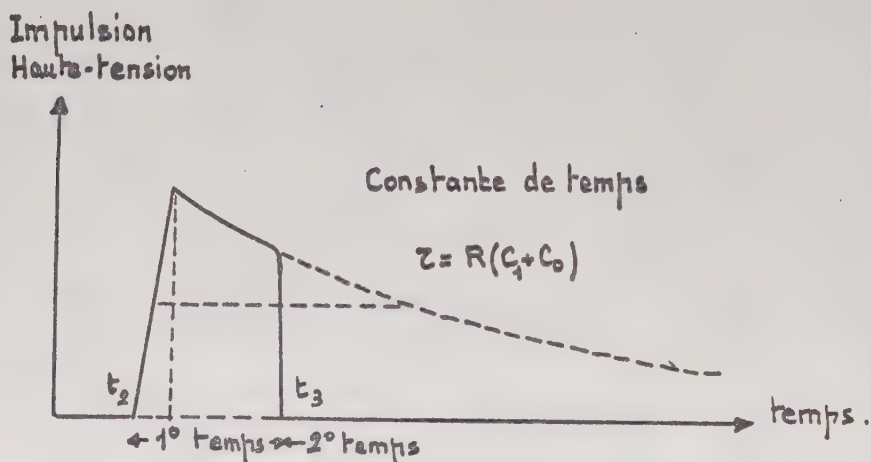


Fig.3 Allure de l'impulsion de tension recueillie aux bornes des chambres à étincelles.

La distance entre les plaques est de 5 à 6 mm et le circuit $R_1 C_1$ est choisi de telle façon que l'on ait : $150 \text{ ns} > R(C_1 + C_0) > 50 \text{ ns}$, avec $C_1 = 3$ à $5 C_0$, C_0 étant la capacité de la chambre. Si $R(C_1 + C_0) < 50 \text{ ns}$, dans le cas de l'argon, l'étincelle dans la chambre n'a pas le temps de se former. Si $R(C_1 + C_0) > 150 \text{ ns}$, des étincelles parasites apparaissent.

Mécanisme de la décharge -

Des études récentes sur le mécanisme de la formation de l'étincelle ont été faites par plusieurs auteurs (H. RAETHER, 1963, K.H. WAGNER, 1964). Les résultats ont été rassemblés et complétés par G. CHARPAK et al. (1965), et nous donnons ici un résumé des principaux points.

La décharge dans un espace cathode-anode très survolté se produit de la façon suivante. A partir d'un électron libéré dans le gaz par le passage d'une particule ionisante, une avalanche se développe en direction de l'anode suivant la loi de Townsend :

$$n = e^{\alpha x}$$

n est le nombre d'électrons dans l'avalanche, α le coefficient de multiplication de Townsend par unité de longueur, et x la distance le long de laquelle s'est développée l'avalanche. Pour une valeur critique de $\underline{n}$, environ 10^8 , la charge d'espace due aux ions compense exactement le champ externe et le développement de l'avalanche est stoppé. Mais les ions positifs émettent des rayons U.V. qui libèrent à leur tour des électrons dans le gaz. Le coefficient de multiplication α variant rapidement avec le champ, l'avalanche se développe plus rapidement, en entrant dans une zone où le champ est plus élevé ; une colonne positive, constituée d'une série de petites avalanches, atteint donc l'anode. Puis une colonne négative se développe vers la cathode à grande vitesse, car le plasma conducteur porte le potentiel d'anode à la fin de la première colonne. Cette colonne, lorsque la cathode est atteinte, constitue le "canal prédisruptif". La vitesse de propagation de ce canal est de l'ordre de 10^8 cm/s.

Puis une étincelle se forme dans le canal prédisruptif et donne une amplification supplémentaire de l'ordre de 10^5 . La vitesse de propagation de l'étincelle peut atteindre 10^{10} cm/s.

L'impulsion de tension recueillie aux bornes des chambres à étincelles (fig. 3) permet de reconnaître ces deux principaux temps. Le premier temps correspond à la formation du canal prédisruptif. C'est le temps de formation de l'étincelle pendant lequel la tension n'est pas influencée par les phénomènes qui précèdent l'étincelle. Le deuxième temps est caractérisé au départ par une chute brutale de la tension, et par le passage de l'étincelle proprement dite, donc d'un courant très intense. Il est délimité par le temps pendant lequel durent les oscillations qui suivent la chute de la tension sur la photo No 4. Les différentes valeurs de ce temps, ainsi que les temps de montée qui s'y rattachent, seront précisés lors de l'étude de la localisation. En général, le premier temps est de 15 à 20 ns dans l'hénogal (mélange hélium-néon), et le deuxième temps, qui dépend du circuit adopté varie de 20 à 50 ns. Les temps de montée sont de l'ordre de la nanoseconde.

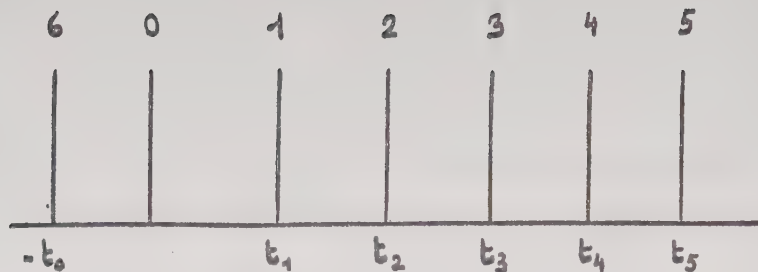
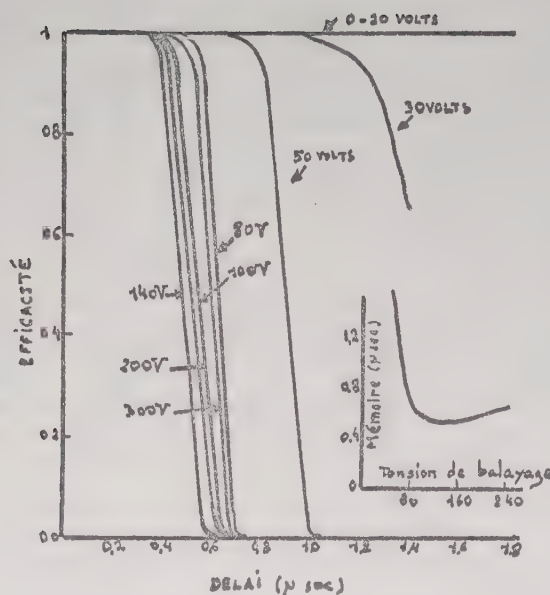


Fig. 4. Temps de repères durant le fonctionnement des chambres à étincelles.

- 0. Passage de la particule chargée.
- 1. Sortie du signal des circuits de coïncidence. 20 ns .
- 2. Déclenchement du signal H.T. sur les chambres. 100 ns .
- 3. Apparition de l'étincelle. 150 ns .
- 4. Fin d'ionisation, s'il n'y a pas eu d'étincelles. 1 à 10 μ s .
- 5. Fin du cycle de décharge. 10 ms .
- 6. Temps en deçà duquel un électron libre est balayé avant l'application de l'impulsion.

Terminologie - Figure 4

Temps de mémoire (ou temps de sensibilité) :	$t_4 = t_0 + t_2$
Temps de formation de l'étincelle :	$t_3 - t_2$
Temps mort :	t_5
Retard au déclenchement (temps de réponse électronique) :	t_2
Efficacité :	$\frac{\text{nbs. d'étincelles}}{\text{nbs de particules détectées}}$



Temps de mémoire - Figure 5

Une des propriétés les plus intéressantes des chambres à étincelles est de posséder une mémoire. Ceci permet de sélectionner par des compteurs et des circuits électroniques rapides, les événements intéressants, avant de préciser par les étincelles la position des particules choisies. La mémoire dépend de la durée de vie des ions produits par les particules ou des électrons libérés.

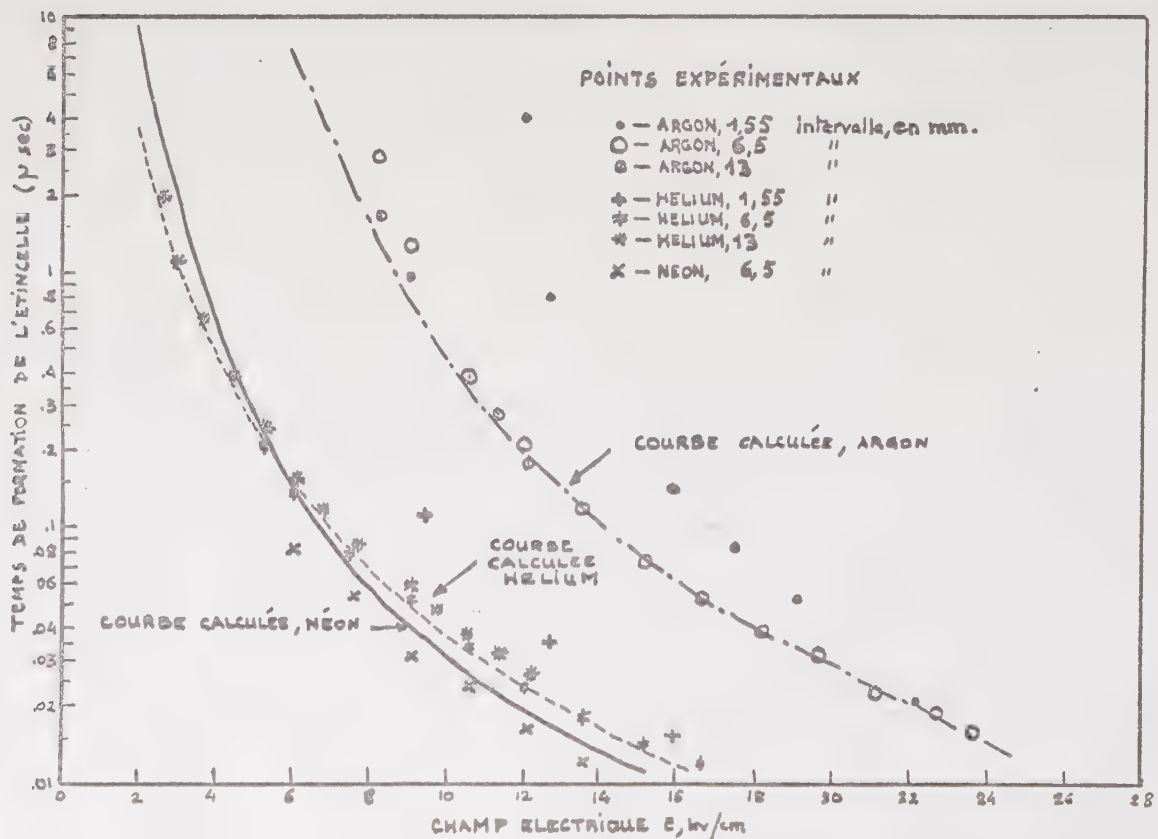
Dans la plupart des cas, on utilise comme gaz de remplissage des gaz rares tels que le néon, l'hélium, l'argon ou leur mélange, et la durée de vie des électrons libres peut être contrôlée par deux méthodes : soit par un champ électrique de balayage, soit par des impuretés gazeuses constituées par des gaz électronégatifs tels que l'oxygène, l'azote ou la vapeur d'eau. La variation de la mémoire avec la tension de balayage a été étudiée par CRONIN et RENNIGER (Spark Chamber Symposium) et est donnée figure 5. Dans ce cas particulier, la mémoire passe par un minimum pour une tension assez faible de 140 volts. Elle peut être élevée pour une tension nulle (de quelques μs). Sauf lorsqu'on opère dans des flux intenses de particules, on fixe la tension de balayage à une dizaine de volts, de polarité opposée à l'impulsion haute-tension.

Dans quelques gaz, tels que l'air, où les électrons libres sont immédiatement capturés, la décharge peut être amorcée par les ions négatifs, lorsque les champs appliqués sont suffisamment intenses ($\sim 100 \text{ Kv/cm}$), l'énergie de liaison des électrons étant faible (environ 2 ev). Les premières chambres de T.E. CRANSHAW et DE BEER (1957) travaillaient dans l'air. On peut obtenir des temps de mémoire très longs ($50 \mu\text{s}$).

Temps mort -

C'est le temps qui doit séparer deux déclenchements pour qu'une étincelle ne se produise pas sur une trace antérieure. D'après FISCHER et ZORN (Spark Chamber Symposium) ce temps dépend du gaz utilisé, et de sa pureté. Il varie de quelques millisecondes pour l'argon, à $1/2 \text{ ms}$ pour le néon, et moins encore pour l'hélium, mais dépend également de l'intensité de la décharge. Sa valeur est de toute façon malheureusement assez élevée. L'addition d'halogènes tels que l'iode permet de réduire le temps mort (CHARPAK, 1963).

Temps de formation de l'étincelle - Fig 6.



Temps de formation de l'étincelle -

Le temps de formation de l'étincelle est le temps nécessaire à la formation du canal prédisruptif. Ce temps a été étudié par FISCHER et ZORN (Spark Chamber Symposium). Les paramètres qui font varier ce temps sont la nature du gaz, la valeur de la haute-tension, et la distance entre les deux plaques de la chambre.

Les calculs du temps de formation ont été faits par plusieurs auteurs utilisant diverses hypothèses. FISCHER et ZORN complétant les études de DICKEY (1952), ont trouvé une bonne vérification des formules obtenues pour l'argon et l'hélium, mais pas pour le néon. Ces auteurs utilisent la formule, avec l'hypothèse d'une multiplication électronique ou d'un processus de Townsend

$$T = \frac{1}{\alpha v} \text{Log} \left[\frac{I(\text{ext}) \delta}{N_0 e v} (1 + R C \alpha v) \right]$$

T est le temps de formation de l'étincelle,

α le coefficient de Townsend,

v la vitesse de transit des électrons,

δ la distance entre les deux électrodes,

N_0 le nombre initial d'électrons

et les valeurs de I, R, C dépendent du circuit adopté.

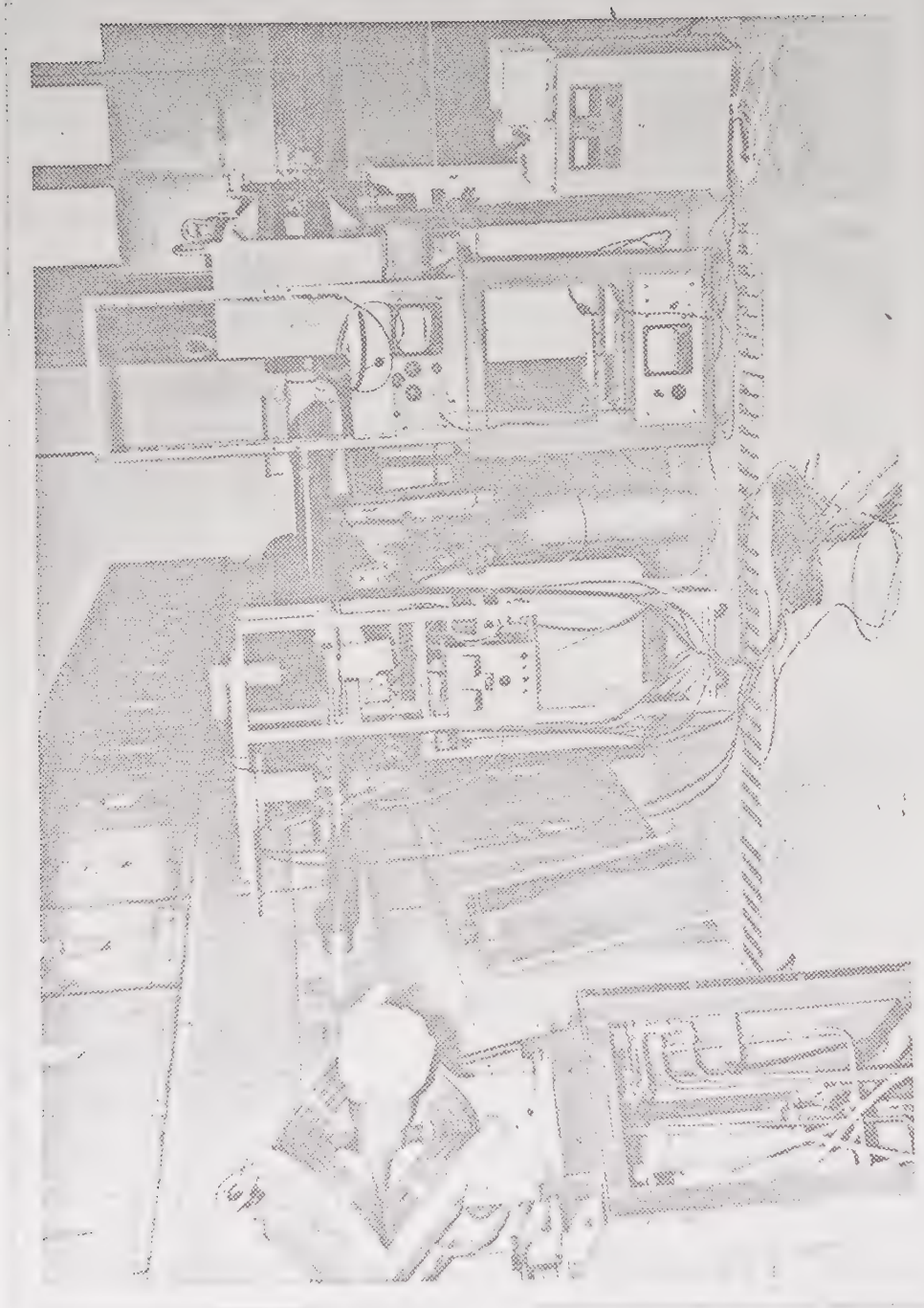
Les résultats sont donnés par la figure 6.

Retard au déclenchement (temps de réponse électronique) -

C'est le temps qui sépare le passage de la particule de l'application de la haute-tension sur les plaques de la chambre, et qui doit être en pratique inférieur à 200 ns pour un bon fonctionnement. FISCHER et ZORN (1962) ont pu obtenir un temps de réponse électronique de 33 ns.

III. CONSTRUCTION DES CHAMBRES

Une géométrie intéressante pour l'étude des diffusions de particules sur une cible ponctuelle, est la géométrie cylindrique. En effet, les particules pénètrent perpendiculairement aux plaques, et l'angle de diffusion peut être repéré plus facilement. Dans la mesure de l'énergie des particules faite par ab-



Dispositif Général. Photo. n° 1.

sorption dans les plaques de la chambre, il n'y a pas de correction due à l'angle entre les trajectoires et les plaques, et les chambres à étincelles fonctionnent dans les meilleures conditions.

Cette géométrie est possible avec les chambres à étincelles, à cause de la marge de sécurité appréciable vis à vis des étincelles parasites produites par les imperfections de construction. Elle serait beaucoup plus problématique si l'on pensait utiliser un compteur G.M. ou un compteur à étincelles.

Plusieurs physiciens ont réalisé des expériences avec des chambres à étincelles cylindriques (WAHLING, 1962) (WENZEL, 1963). La difficulté est de prendre deux vues stéréographiques pour reconstituer la trajectoire, non seulement en angle, mais en profondeur.

Cette difficulté est évitée lorsqu'on utilise des chambres circulaires de faible hauteur (c'est à dire ne donnant que l'angle de diffusion), et les procédés de localisation automatique de l'étincelle. Un exemple de ces chambres est dû à U. AMALDI (1963) qui utilise le procédé de localisation par le choc sonore de l'étincelle.

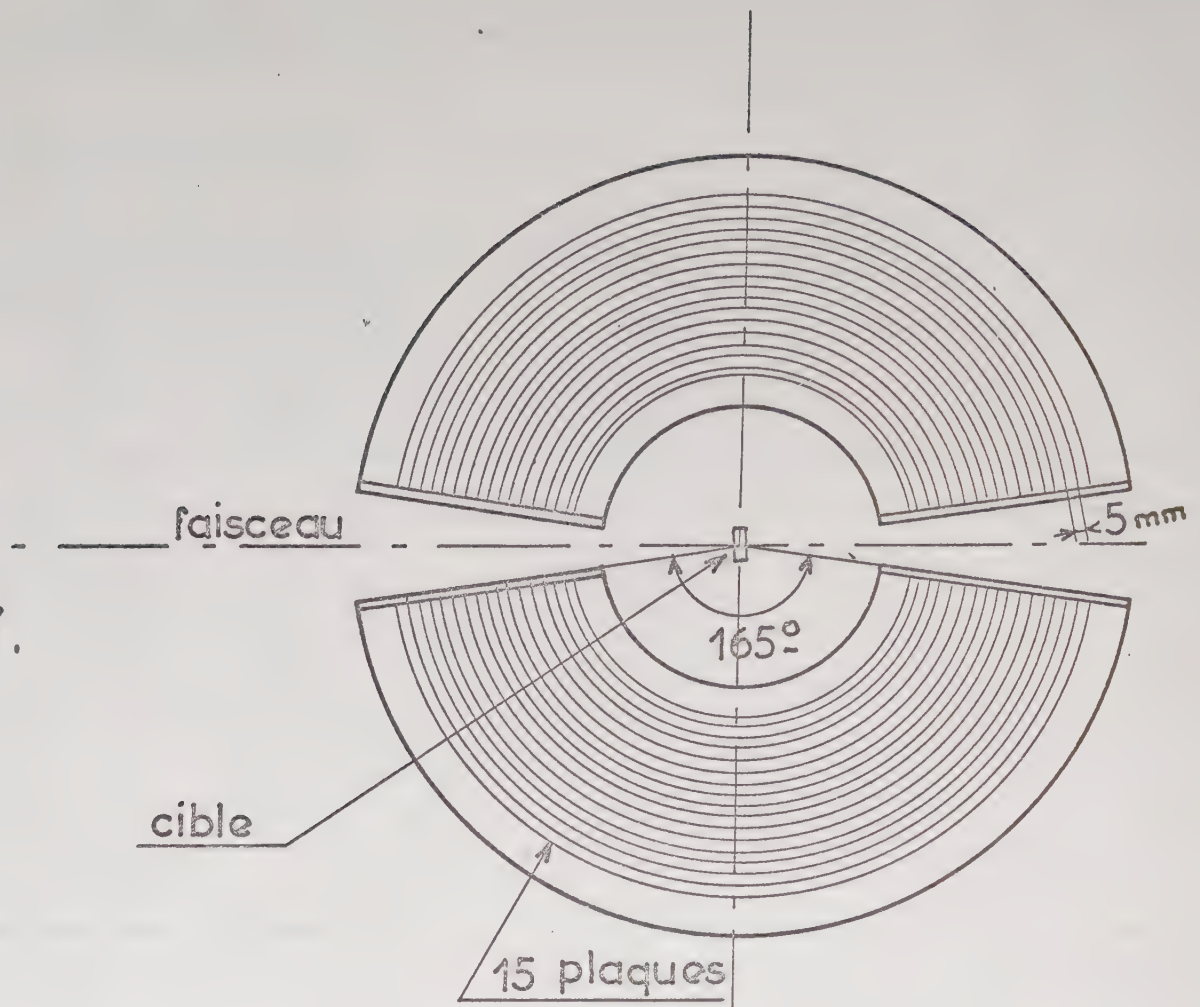
La construction de nos chambres a été prévue pour utiliser la localisation électrique de l'étincelle, qui permet un plus grand angle d'utilisation : (165° au lieu de 130°). (figure 7).

Le détecteur est composé de deux demi-secteurs d'angle utile 165° , de chaque côté de la cible, et d'ouverture 10° .

Chaque demi-secteur est composé de deux flasques en Plexiglass, dans lesquelles sont creusées 15 rainures circulaires de 5 mm de profondeur et de 0,6 mm de largeur.

Les deux flasques sont placées parallèlement à 30 mm. Dans les rainures sont glissées 15 plaques d'acier bleui de $50\ \mu$ d'épaisseur, et de 37,5 mm de largeur. La première plaque a une longueur de 250 mm et une résistance ohmique de $0,04\ \Omega$. Les fils de connexion, à chaque extrémité des plaques sont soudés à l'étain. Le mécanisme de formation de l'étincelle laisse supposer que les inhomogénéités de champ inévitables au bord des plaques, seront peu gênantes. En effet

.FIG. 7.



Lors du premier temps du fonctionnement, c'est à dire pendant la formation du "canal prédisruptif", des amorces de décharges vont également se produire dans les régions de champs intenses (sur les bords) sous forme "d'avalanches primaires". Ceci est inévitable puisque la tension appliquée est en général 4 à 5 fois supérieure à la tension disruptive correspondante.

Mais la formation du "canal prédisruptif" le long d'une trace de particule est très favorisée par rapport à la formation des étincelles sur les bords parce qu'il se forme en réalité de nombreuses amorces d'avalanches toutes alignées sur la trace laissée par la particule ionisante, et donc de la future étincelle. Une étincelle parasite sera donc moins favorisée, car il n'existe au départ qu'une seule amorce d'avalanche. Elle aura donc un temps de formation plus long.

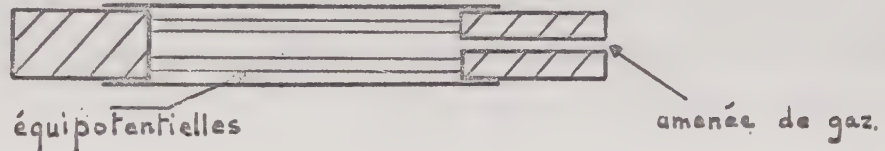
En pratique, il existe plusieurs solutions pour éviter les étincelles sur les bords.

1er cas idéal : bords écartés -



Cette solution n'est possible que pour une chambre isolée.

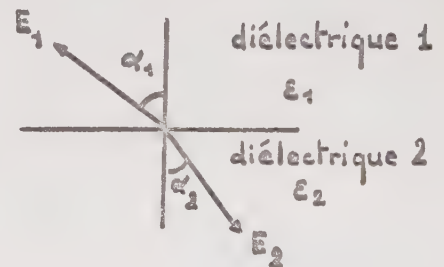
2ème cas : Cadre de plexiglass -



L'introduction du diélectrique rend insensible la chambre à l'extrémité de l'électrode. Cependant, entre le diélectrique et le gaz, il existe une discontinuité, à la surface de séparation, (source d'inhomogénéité de champ), suivant la loi :

$$\cotg \alpha_2 \cdot \epsilon_2 = \cotg \alpha_1 \cdot \epsilon_1$$

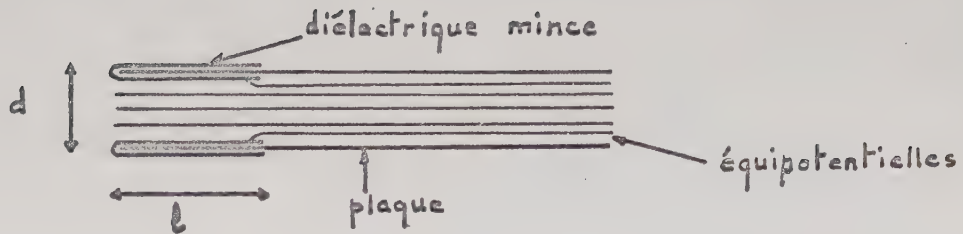
E_1 et E_2 = vecteurs de champs électriques



Cette loi montre qu'il n'y a pas de discontinuité lorsque la surface de séparation des diélectriques est perpendiculaire aux électrodes. C'est la solution la plus couramment utilisée.

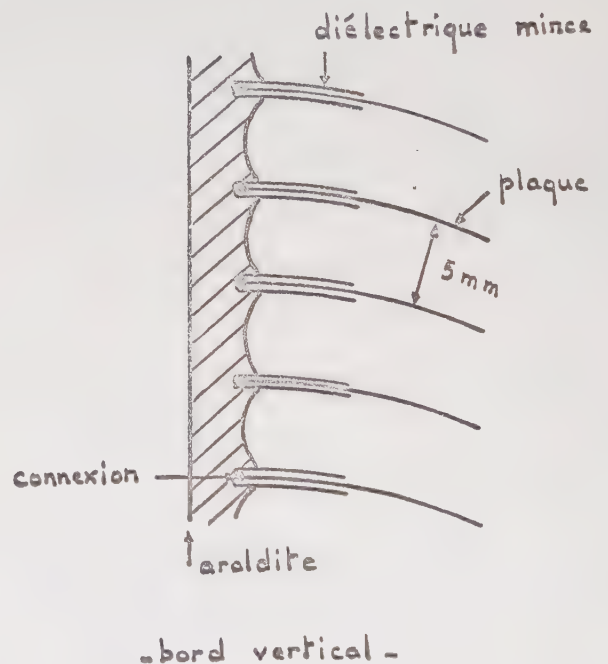
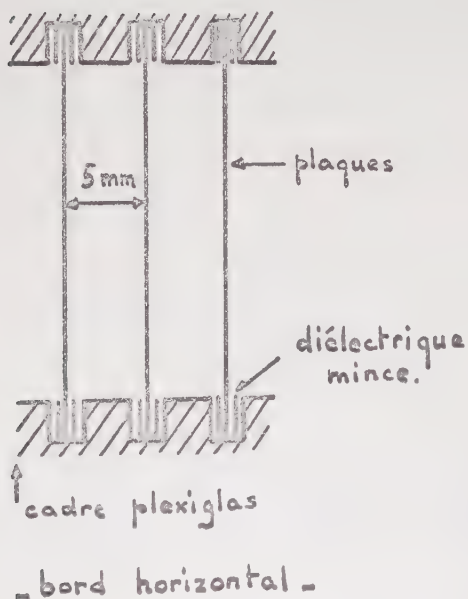
3ème cas - Diélectrique mince

Une troisième méthode, moins utilisée, consiste à border les extrémités des plaques par un diélectrique mince.



Ici, aussi, les lignes de champ sont peu perturbées dans le début de la zone de sensibilité. On constate qu'il faut au moins $l = 2 d$.

Dans notre construction, les plaques sont entourées de diélectrique mince, suivant leur grande dimension (bord horizontal) et placées dans les rainures de la plaque de plexiglass. Suivant leur petite dimension (bord vertical), elles sont également recouvertes de diélectrique mince, et une couche d'araldite assure l'étanchéité entre elles.



IV. LOCALISATION AUTOMATIQUE DE L'ÉTINCELLE

Aspect général du problème -

Le film photographique est la méthode la plus sûre pour conserver de façon permanente l'information des chambres à étincelles. La décharge du condensateur dans la chambre produit une étincelle suffisamment intense pour être photographiée dans de bonnes conditions et un jeu de miroirs permet d'obtenir sur le même film, les deux vues stéréographiques permettant une reconstitution dans l'espace. Dans certains cas, l'utilisation d'électrodes en grillage transparent permet d'obtenir toute l'information avec une seule vue (CULLIGAN G., 1961), (BANAIGS S., 1963).

Tant que les chambres à étincelles sont utilisées pour identifier des évènements rares, le problème de dépouillement des photographies n'est pas difficile. Les techniques de dépouillement ont été très développées avec les chambres à bulles, et permettent de mesurer les coordonnées et de reconstituer la cinématique des réactions. Le système "Luciole" du C.E.R.N. peut analyser 1000 photographies de chambres à étincelles en moins d'une heure.

Cependant, ces systèmes demandent un gros travail de programmation, pour l'usage d'une machine à calculer électronique. Les problèmes de dépouillement qui ont justifié le congrès qui s'est tenu au C.E.R.N. en mars 1964 sur les techniques d'information sans photographie, sont les suivants :

Dans certaines expériences, des dizaines de millions d'évènements doivent être analysés, et le coût des pellicules devient prohibitif.

Le haut degré de la technique des procédés de dépouillement des photographies nécessite une organisation possédant des facilités dans l'usage des machines à calculer électroniques, alors que la plupart des nouveaux procédés de localisation automatique ne font appel qu'à des équipements électroniques standards, tels que les échelles ou les enregistreurs multicanaux.

Les procédés de localisation automatique de l'étincelle, permettent d'utiliser la machine à calculer en ligne avec l'expérience, et évitent le temps

mort entre la manipulation et ses résultats, temps mort inévitable avec l'utilisation des photographies.

Enfin, les chambres à étincelles peuvent être utilisées dans des domaines où l'on obtient des taux de comptage élevés (10^4 coups/seconde), dans ce cas, pour réduire la durée du temps mort, il est nécessaire de limiter l'intensité de la décharge, ce qui se traduit par une luminosité de l'étincelle insuffisante pour prendre une photographie.

Les divers procédés de localisation automatique -

Le rapport CERN-64/30 du 16 Juin 1964 contient la majorité des différents systèmes utilisés dans la détermination de la position des étincelles par les procédés autres que la photographie. Nous en donnons un rapide aperçu.

Le procédé le plus puissant consiste à employer une caméra de télévision digitalisée appelée "vidicon" (H. GELERTNER, 1961) et (V. PEREZ-MENDEZ, 1962). L'image est convertie en une distribution de charges sur une surface photosensible durant 50 ms ou plus, qui est ensuite balayée par le faisceau d'électrons. Le temps mort du système peut être réduit à 10 ms. C'est le procédé idéal pour analyser des traces multiples. Pour des chambres de 50 cm, la précision obtenue est de quelques $1/10^0$ de mm.

Lorsque les électrodes sont constituées de fils parallèles, on peut obtenir les coordonnées de l'étincelle en utilisant des ferrites sur chaque fil, qui sont sensibilisées par le passage du courant (F. KRIENEN, 1963). L'usage de lignes à magnétostriction permet un enregistrement rapide de l'information. La précision obtenue peut être de 0,5 mm.

Les procédés de localisation soniques ont été introduits indépendamment par H. FULBRIGHT et D. KOHLER (1961) en Amérique, et B. MAGLIC et K. KIRSTEN (1962) au CERN. Ces auteurs utilisent le temps de propagation du choc sonore produit par l'étincelle, pour déterminer la position à quelques dixièmes de millimètre près.

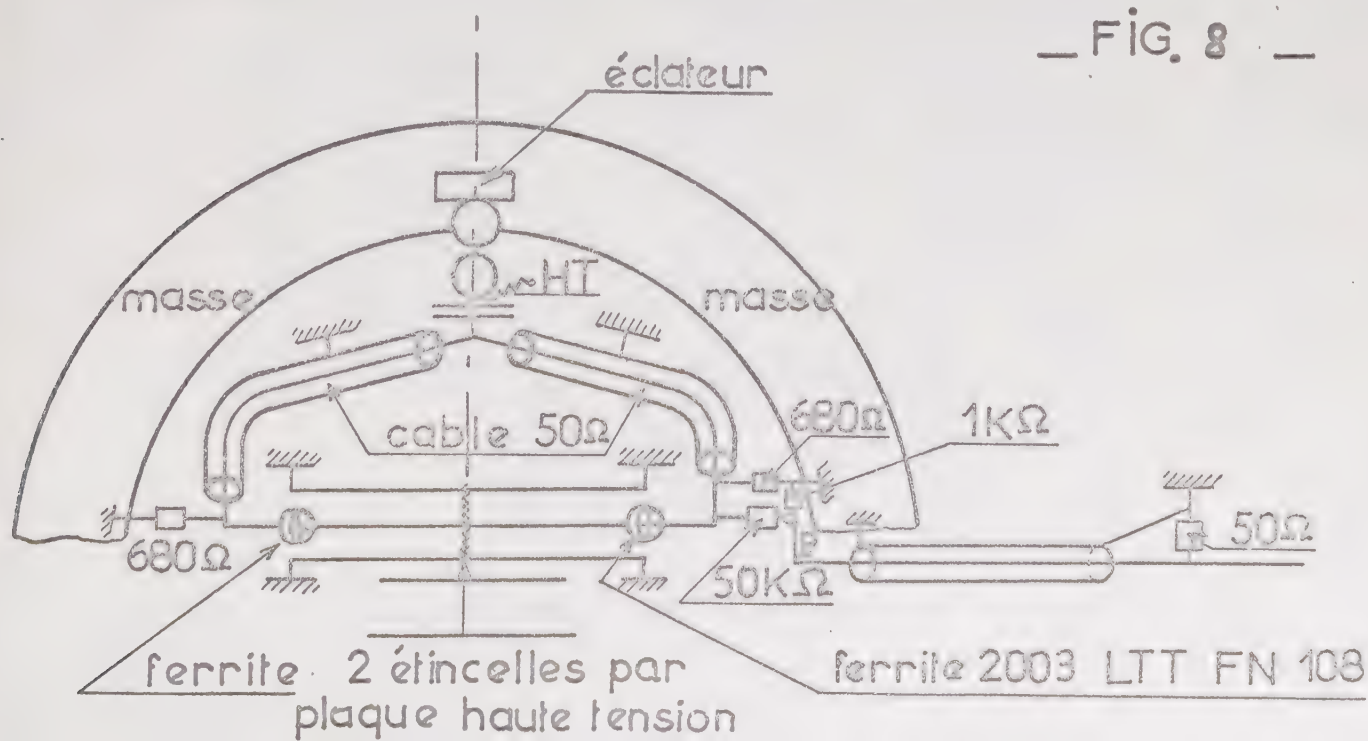
Mais le procédé le plus simple et le plus rapide, consiste à déterminer la position de l'étincelle d'après la répartition des courants, suivant les impédances le long des plaques. Ceci nécessite un montage spécial des connec-

tions ; il faut en effet relier les plaques de la chambre à la masse (ou à la haute tension), aux deux extrêmités, de façon que le courant passant dans l'étincelle se partage en deux courants opposés dans les plaques. G. CHARPAK et al. (1963) ont obtenu par cette méthode des précisions de quelques $1/10$ de mm. avec des chambres carrées de 10 à 15 cm. de côté, dont les électrodes sont constituées par des grillages en acier inoxydable. L'avantage de ce procédé est d'obtenir avec une seule chambre les coordonnées cartésiennes de l'étincelle, les signaux obtenus variant linéairement avec une coordonnée X sur la masse, et une coordonnée Y sur la haute-tension.

Nous utilisons ce procédé pour obtenir un signal variant linéairement avec l'angle de diffusion. Les chambres étant cylindriques, la localisation donne l'angle de diffusion, l'énergie des particules étant déterminée par le nombre de plaques traversées.

1) Montage électrique - Photos No 2 et 3

Les courants sont analysés par des ferrites 2003 LTT FN108, entourant les connexions : une ferrite par plaque pour le signal "oui" ou "non" de l'étincelle, et deux ferrites par plaque pour le signal de localisation. La localisation s'effectue sur la première plaque haute-tension et dépend ainsi très peu de la répartition de l'étincelle entre les deux plaques de masse adjacentes, ce qui n'est pas le cas si la localisation s'effectue côté masse.



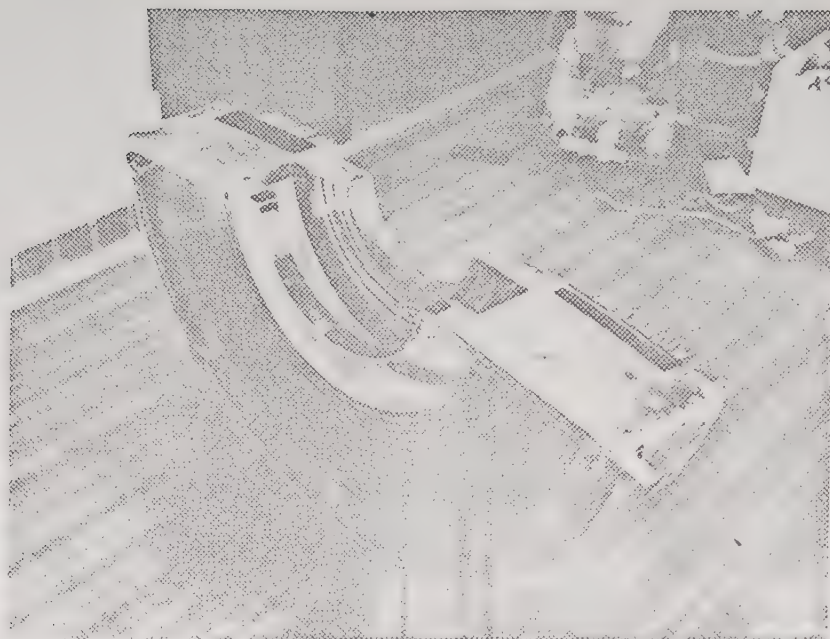
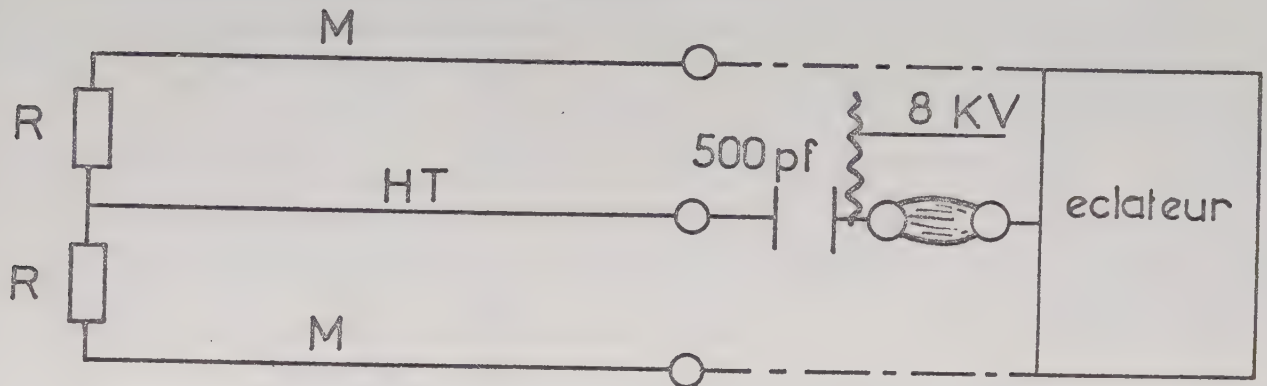


Photo n°2. Demi-secteur de 15 plaques.

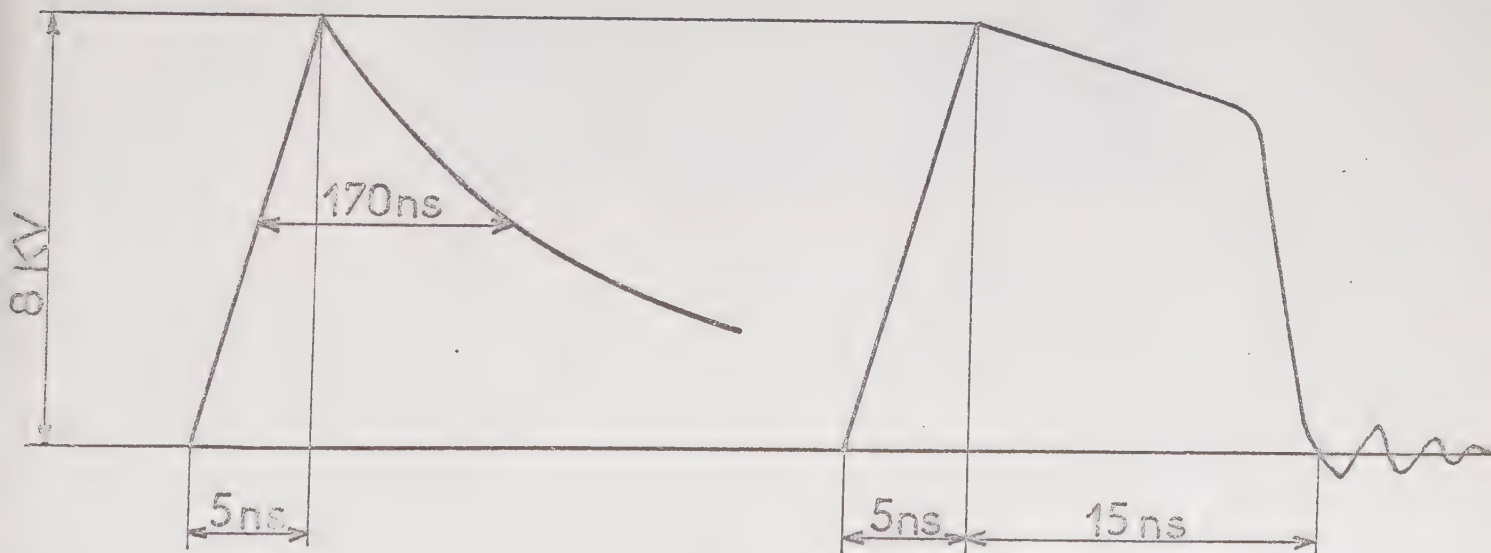


Photo n°3. Montage des connexions.

L'impulsion haute-tension est produite par décharge de 7 condensateurs de 500 pF chargés de 8 kV, chaque condensateur alimentant une plaque haute-tension, soit deux étincelles, suivant le schéma. Un seul éclateur provoque la décharge des 7 condensateurs.



— FIG. 9 —



à vide

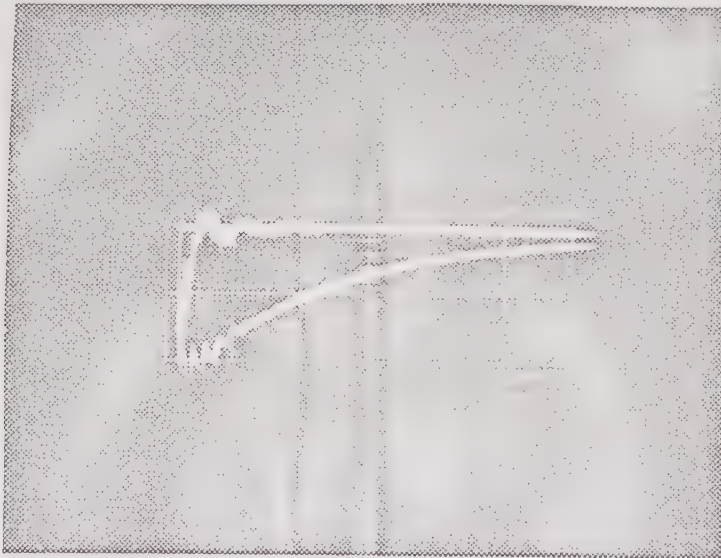
lorsqu'une étincelle éclaire

Fig. 9 bis

Sur la photo No 4, on voit la forme de l'impulsion recueillie par un câble de $50\ \Omega$ sur les chambres (au point P) (oscilloscope Tektronix 519 - $100\ \text{ns/div.}$).

La mesure du temps de formation de l'étincelle prise sur une ferrite est en accord avec les résultats publiés par FISCHER et ZORN (5), soit à $16\ \text{kV/cm}$: $15\ \text{ns}$ (Hénogal).

Sur la photo No 4 figurent 25 déclenchements : 5 déclenchements à vide où l'on voit la décharge du condensateur, (exponentielle) et 20 déclenchements avec étincelle, où l'on voit la coupure de la tension, suivie d'une petite oscillation.

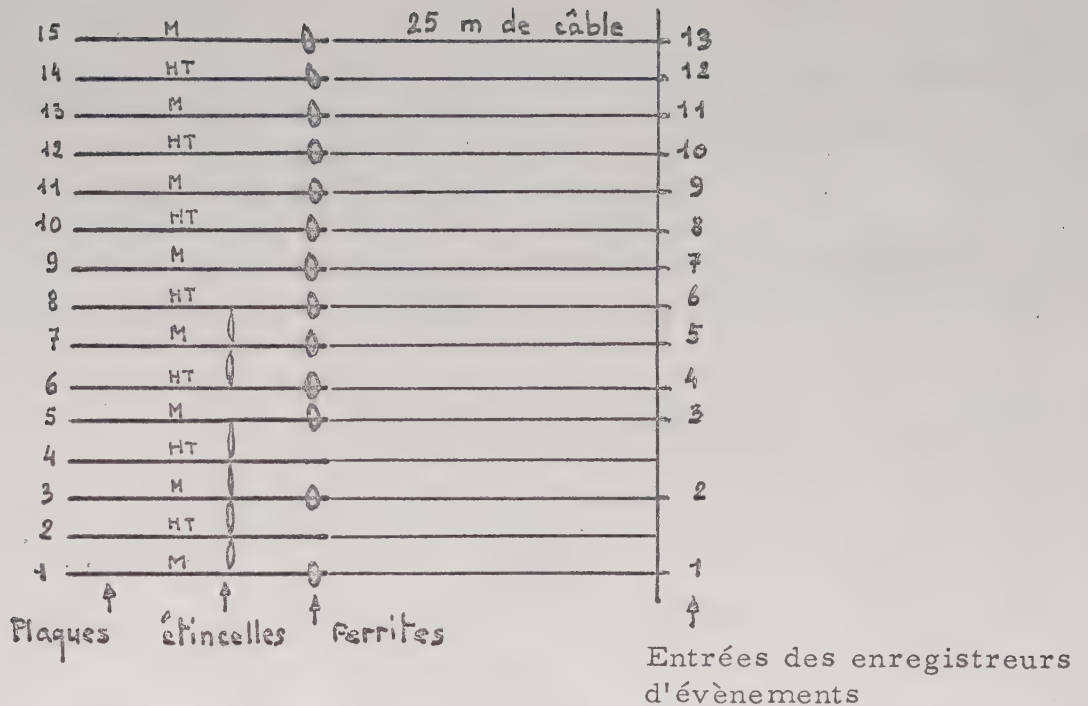


Impulsions Haute-Tension. Photo 4.
 $100\ \text{ns/div.}$

2) Mesure du pa

Les impulsions recueillies sur chaque ferrite sont atténuées et envoyées directement par câble $50\ \Omega$ sur des unités électroniques qui assurent l'enregistrement des événements. Comme les chambres à étincelles sont contiguës une étincelle sensibilise deux ferrites et l'enregistrement de ces unités ne donne pas directement le nombre d'étincelles.

En effet,



La localisation s'effectue sur la plaque 2 qui fournit également un signal de parcours (non figurée ici).

Si une trace est complète et s'arrête par exemple à la 8ème plaque, on aura eu 7 étincelles et 7 entrées de l'enregistreur d'évènements seront sensibilisées.

Mais si une trace est incomplète (dans l'exemple précédent, s'il manque la 5ème étincelle entre 5 et 6), l'entrée No 4 sera sensibilisée, car le signal haute-tension ne varie pas s'il y a une ou deux étincelles.

Par contre, l'entrée No 3 peut ne pas être sensibilisée en réglant convenablement le seuil de déclenchement de l'enregistreur d'évènement. En effet, on constate expérimentalement que le signal recueilli sur une masse, lorsqu'il y a deux étincelles est le double du signal recueilli lorsqu'il n'y a qu'une étincelle. Mais pour repérer sans ambiguïté la fin d'une trace, on doit nécessairement régler le seuil de déclenchement côté masse pour une seule étincelle.

Il peut donc y avoir ambiguïté quant au repérage des "trous". Ceci a peu d'importance, car dans une trace de 6 ou 7 étincelles, on peut tolérer deux trous sans inconvénient ; on règle la durée de l'impulsion haute-tension en modifiant la résistance R_1 du circuit RC de façon à obtenir le déclenchement de

la chambre, sans étincelles parasites, lorsque celle-ci n'a pas été traversée par une particule.

Enfin, le montage contigu des chambres est nécessaire pour ne pas perdre en précision sur la mesure de l'énergie, l'épaisseur des plaques (50μ) étant limite du point de vue de la technique de construction adoptée.

Précision sur la mesure de l'énergie -

L'erreur commise sur la mesure du parcours des protons après diffusion sur la 2ème cible, est due à l'épaisseur des plaques, soit $\pm 25 \mu$. Cette erreur correspond à une erreur en énergie de $\pm 0,25 \text{ MeV}$ à 28 MeV , soit 1% .

Précision sur l'énergie en fonction de l'énergie

Energie des protons en MeV	10	15	18	20	25	28
Précision	5 %	2,6 %	2 %	1,8 %	1,2 %	1 %

Fluctuations de parcours -

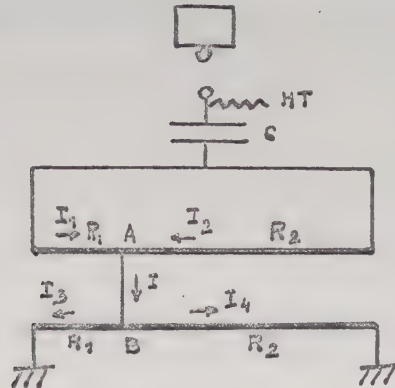
Pour des protons de moyennes énergies, une valeur maximum de ces fluctuations dans l'acier, est donnée par la formule empirique :

$$\frac{\Omega_E^2(R)}{R^2} = \frac{3 \mu}{4 m_1}$$

où R est le parcours, et $\Omega_E(R)$ représente les fluctuations de parcours, μ est la masse de l'électron et m_1 la masse du proton. On obtient $\Omega_E(R) = 0,03 \text{ mm}$ soit $1,2 \%$ sur la mesure de l'énergie (d'après Niels BOHR, 1960).

Mesure de l'angle de diffusion -Localisation électrique -

éclateur-masse.



Lorsqu'une étincelle AB éclate dans une chambre, le courant de décharge du condensateur C se répartit entre I_1 et I_2 dans le circuit haute tension et I_3 et I_4 dans le circuit masse. On a :

$$I = I_1 + I_2 = I_3 + I_4 \quad \text{et} \quad R = R_1 + R_2$$

Si l'on n'analyse que les courants sur la haute tension et si l'on suppose I indépendant de la position de l'étincelle (vérifié expérimentalement à mieux que 1 %), on aura :

$$I_1 R_1 = I_2 R_2 = (I - I_1) (R - R_1)$$

$$I_1 = I \left(1 - \frac{R_1}{R} \right)$$

$$I_1 - I_2 = I \left(1 - \frac{2 R_1}{R} \right)$$

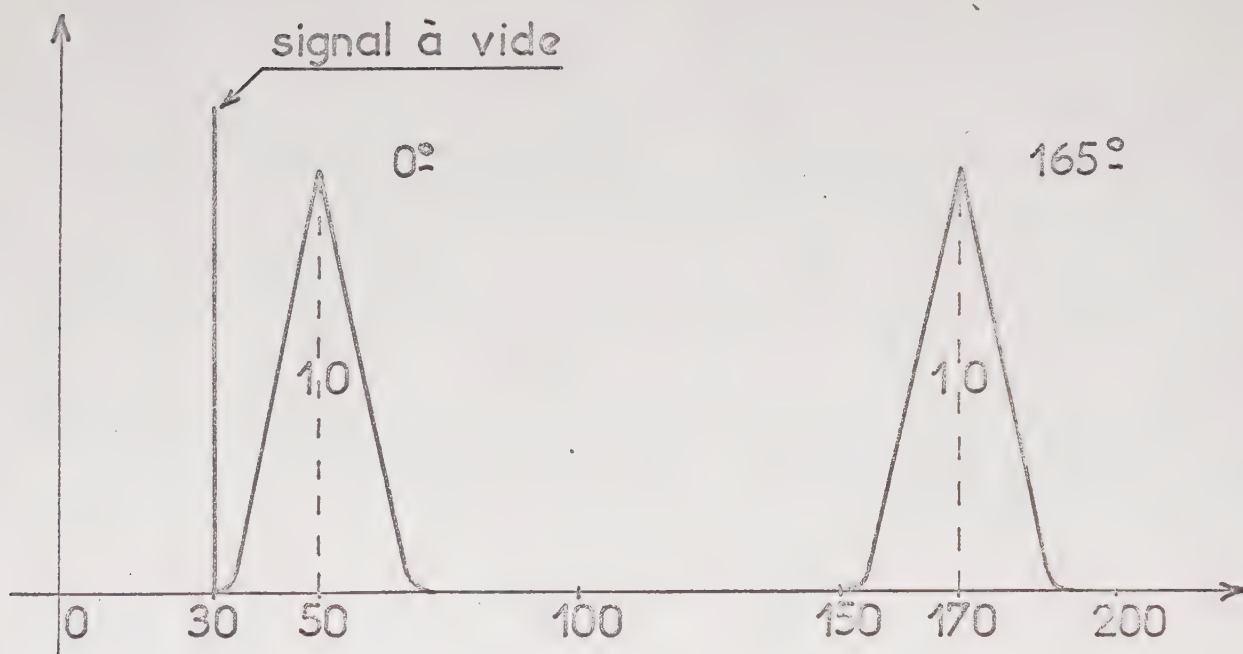
I_1 et $I_1 - I_2$ sont des fonctions linéaires de R_1 , c'est à dire de l'angle de diffusion.

Les courants sont détectés par des ferrites et les signaux sont transportés par câble 50Ω vers un enregistreur multicanaux.

Etude de la localisation au moyen d'électrons

Les résultats pour la localisation, obtenus avec les électrons du Sr 90 traversant les 15 plaques et détectés par un scintillateur de 5 mm. de large et 2 cm. de haut (localisation sur la première plaque haute-tension), sont les suivants :

- largeur du pic à mi-hauteur : 10 canaux. 12°
- variation pour 25 cm. : 120 canaux. 165°
- variation pour 1 cm. : 5 canaux. 6°
- linéarité à 1 %, mesurée par le sommet du pic.



— FIG. 10 —

Du fait de l'étalement des traces dû à la diffusion multiple des électrons dans les plaques, des comptages individuels ont été effectués. On obtient alors un pic dont la largeur à mi-hauteur correspond à une résolution angulaire de 3° .

Ce résultat ne dépend pas du nombre d'étincelles dans les autres chambres.

La largeur du pic de localisation ne provient pas du signal à vide (stable à mieux que 0,3 % d'après un comptage sur 300 canaux) ni des variations du temps de formation de l'étincelle ($15 \text{ ns} \pm 1 \text{ ns}$, soit une variation de 1 % de la hauteur de l'impulsion).

La largeur à mi-hauteur observée semble due à la distorsion des traces ; en effet, un électron peut pénétrer perpendiculairement dans une plaque et ressortir à 45° . Avec des protons, on doit s'attendre à un meilleur fonctionnement des chambres et à une amélioration des résultats.

Indépendance de la localisation par rapport aux autres chambres -

C'est la difficulté essentielle de ce dispositif. On peut craindre, en effet, que la hauteur du signal de localisation soit influencée par les émissions haute fréquence provenant des autres chambres.

Pour améliorer l'indépendance de la localisation par rapport aux autres chambres, plusieurs facteurs ont été considérés :

- les plaques d'acier jouent le rôle de blindage, l'étincelle ne se produisant qu'à partir d'une plaque haute-tension, située entre deux plaques de masse,

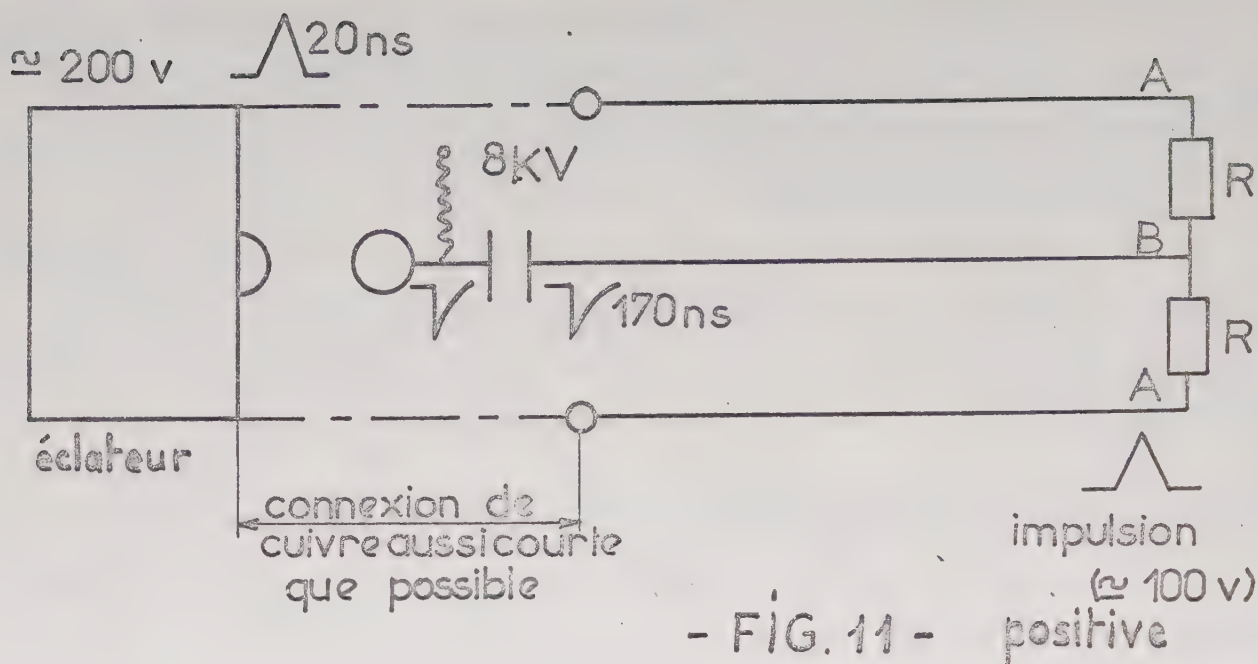
- un blindage de cuivre de 1 mm supprime les émissions haute fréquence provenant de la tranche des plaques. Il n'est pas nécessaire de blinder les deux faces de la chambre. Un second blindage enserre les capacités, les fils de connexion et l'éclateur,

- la localisation s'effectue sur les plaques reliées à la haute tension, mieux séparée électriquement des autres plaques.

Nous allons montrer en effet, que par rapport aux impulsions HT les impulsions recueillies dans les circuits reliés à la masse sont négligeables. (Par contre, ces mêmes impulsions de masse présentent entre elles, des fluctuations qui les rendent inutilisables pour la localisation).

Impulsions recueillies dans les masses -

Le montage de l'éclateur et des connexions est choisi de façon à se rapprocher du schéma idéal suivant :

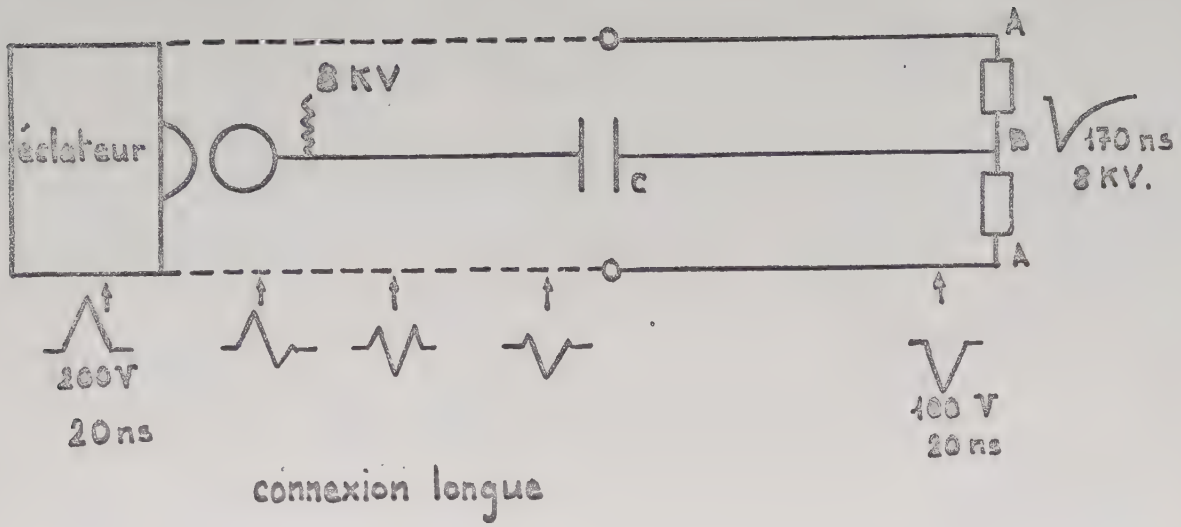


Dans le cas d'un déclenchement à vide (sans étincelle dans les chambres), on observe en B une impulsion HT négative (photo No 4) et une impulsion positive sur l'éclateur, due à l'arrivée des charges positives sur l'éclateur. La connexion entre l'éclateur et la plaque de masse est essentielle : si sa longueur est faible, on observe une impulsion positive (environ 100 V.) de signe opposé à l'impulsion HT, aux bornes A des résistances R. Le point de potentiel zéro se situe à l'intérieur de la résistance, et non vers l'éclateur ou dans la connexion comme c'est le cas lorsque cette connexion a plus de 10 cm. (figure 12)

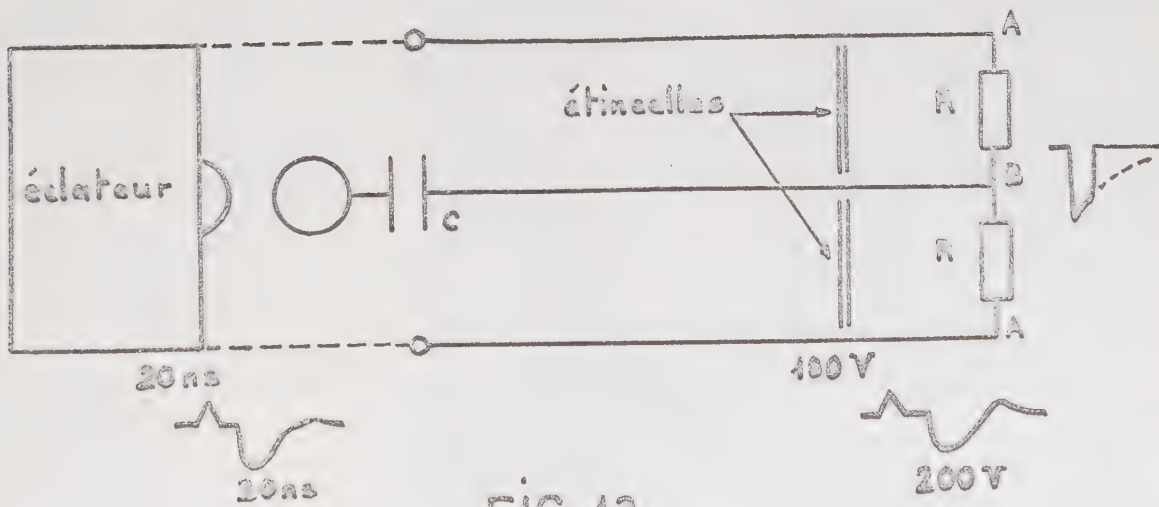
Dans le cas d'un déclenchement avec étincelle et un montage avec connexions courtes, on observe en B une coupure de la tension (photo No 4), et en A une impulsion négative (figure 13) (15 ns après l'impulsion positive) due au changement rapide du sens du courant.

Ces impulsions de masse sont observées avec une sonde Tektronix P 6008 et ont une durée de 20 à 30 ns.

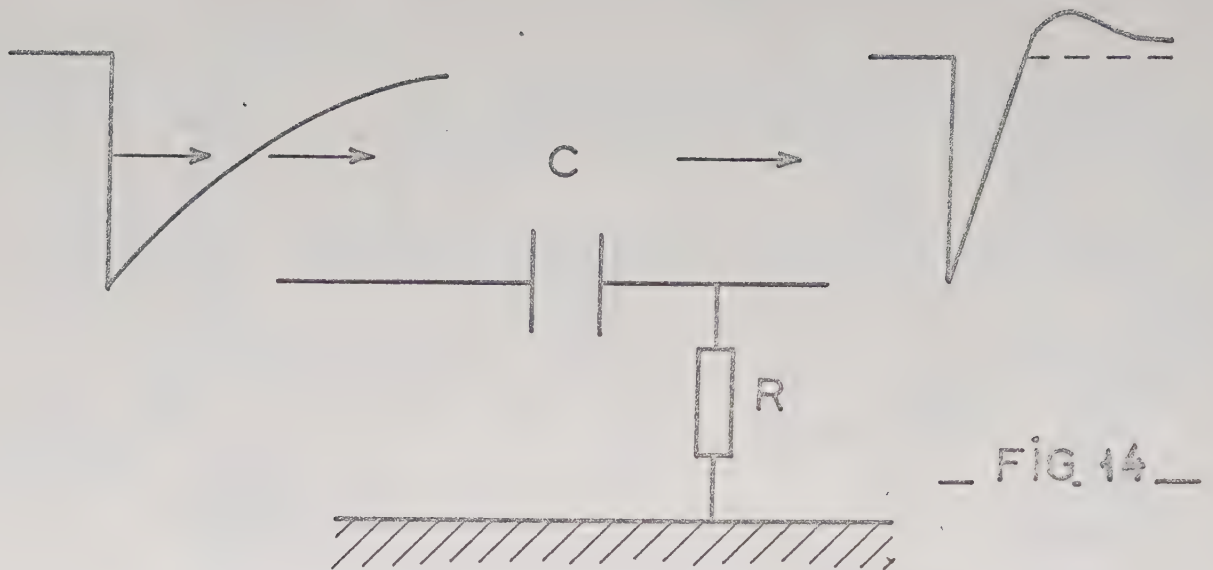
Dans le cas idéal, l'impulsion d'étincelle en A est de signe opposé au signal à vide. Aux fréquences très élevées, la masse se comporte comme un circuit dérivateur (figure 14) : on observe donc les impulsions correspon-



.FIG. 12.

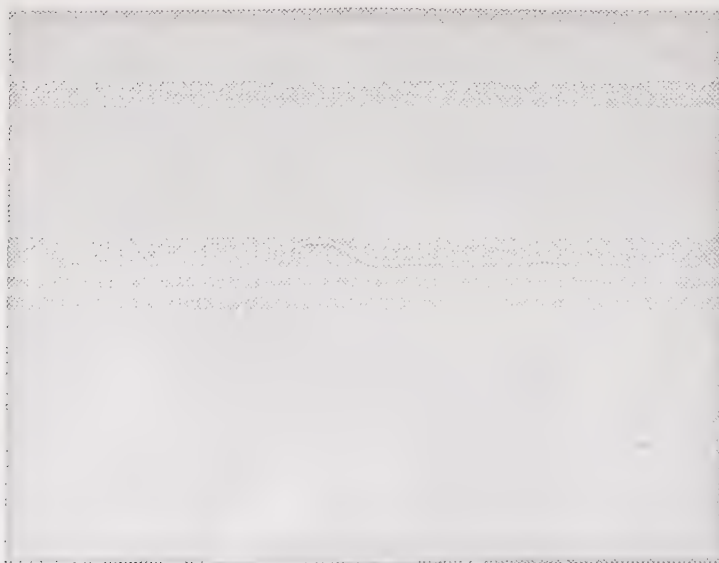


. FIG. 13 .



dant aux temps de montée très brefs (5 ns à vide, 1 à 2 ns pour l'étincelle dans l'hénogal).

A condition que l'éclateur soit relié convenablement à la masse du châssis, il est possible d'observer un signal ne comportant que de très faibles oscillations lorsque l'étincelle apparaît dans la chambre. C'est ce que montre la photographie No 2 de l'impulsion d'étincelle prise sur une ferrite (aux bornes de 10 spires adaptées sur un câble 50 Ω).



Impulsion sur une ferrite Tektronix 519-20 ns/div.

Amplitude : 200 volts

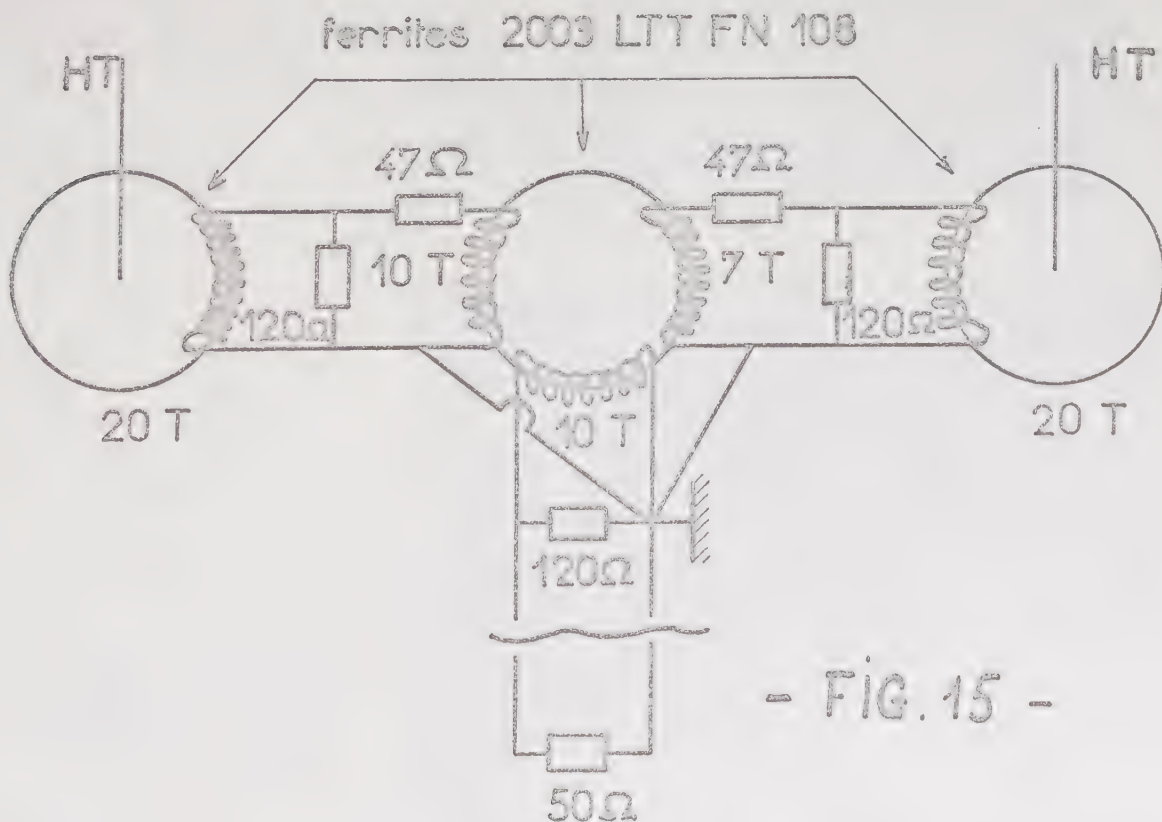
temps de montée : 1 ns

Impulsion d'étincelle. 20 ns/div. Photo 5.

Si au lieu d'une chambre, on monte les 15 chambres d'après ce schéma, idéal (connexions courtes), on constate que les impulsions dans les masses n'ont pas varié sensiblement. Lorsqu'il y a une étincelle ou 14 étincelles, l'impulsion en A, recueillie avec la sonde haute impédance, a le même niveau. On voit alors que les potentiels de masse variant très peu, le courant dans une étincelle est peu influencé par les autres. Malheureusement la sensibilité de la localisation dans cette disposition est très faible, et de plus non linéaire. On adopte alors un montage symétrique, aussi voisin que possible du cas idéal, beaucoup plus sensible, et linéaire à mieux que 1 % (fig. 8).

Montage symétrique - Différence et décalage des impulsions de localisation -

Le montage symétrique adopté est donné par la figure 8. Le signal d'étincelle pris sur une seule ferrite, varie de $2/3$ à 1 lorsque la source est déplacée de gauche à droite de la chambre. Afin d'améliorer ce rapport, on effectue la différence des signaux, pris à droite et à gauche, sur une troisième ferrite, le montage se rapprochant du transformateur différentiel utilisé en téléphonie (fig. 15).

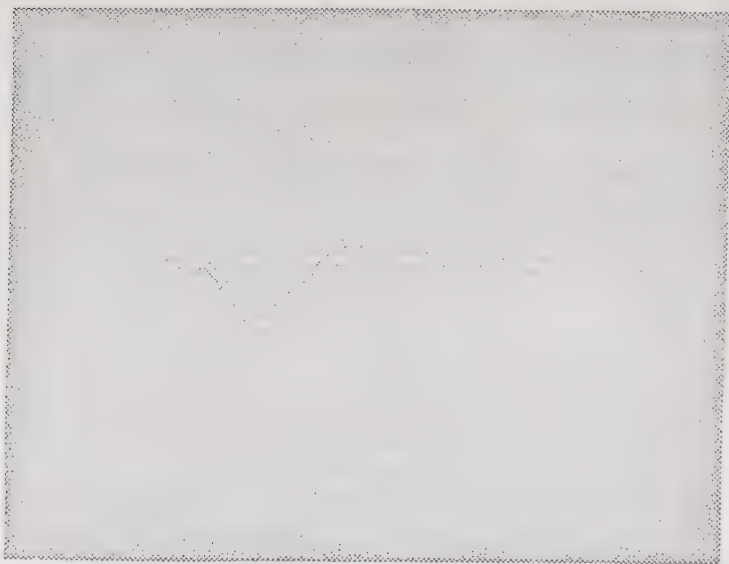


Cette ferrite différentielle est enfermée dans un petit blindage de cuivre, lui-même fixé sur une masse du blindage des chambres. Le point de masse est donc commun pour les trois câbles. Le montage est entièrement symétrique. Afin d'obtenir une impulsion de localisation toujours positive, ou toujours négative, il est nécessaire d'ajuster le nombre de tours sur les ferrites, et de choisir convenablement les conducteurs reliés à la masse, ceux-ci devant subir des impulsions de même signe.

à 20 volts

L'impulsion de localisation varie de 80 volts/ pour un déplacement angulaire de la source de 0° à 165° .

Impulsion de localisation - Tektronix 519 - 20 ns/div.

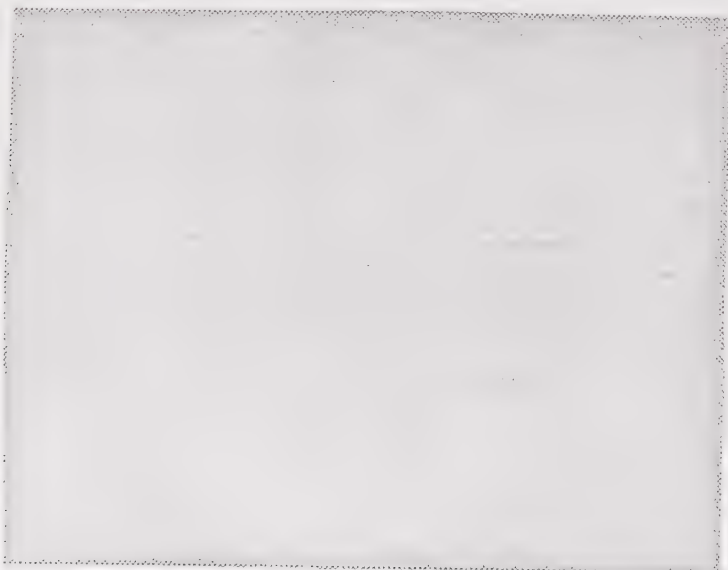


Source à 165°

Impulsion de
localisation.

20 ns/div.

Photo n° 6.



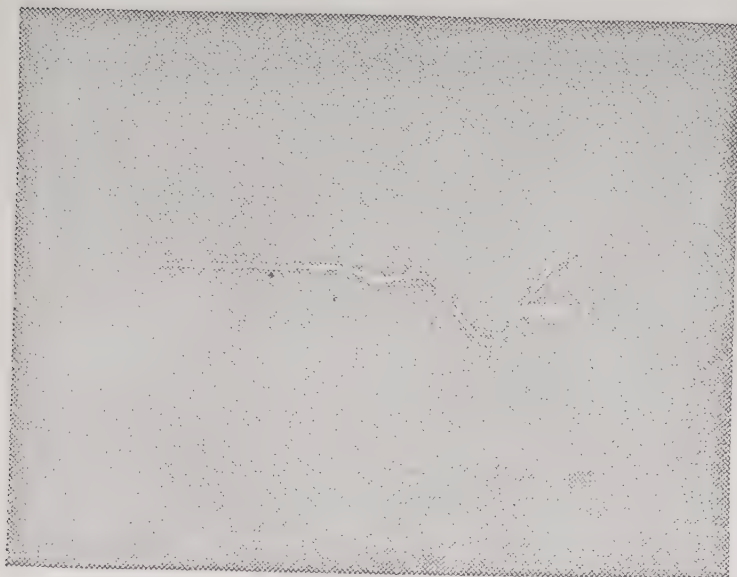
Source à 0°

Impulsion de
localisation.

20 ns/div.

Photo n° 7.

Le signal à vide apparaît au début du déclenchement, puis 15 ns après (temps de formation de l'étincelle), apparaît le signal de localisation. Sur la photo No 8, l'impulsion a été retardée par rapport au déclenchement du balayage. On voit le signal à vide, puis le signal d'étincelle (source à 165°).



Impulsion de localisation.

Tektronix 519-20 ns/
div.

Photo. n°8

La brièveté de l'impulsion recueillie (30 ns) ne permet pas une utilisation directe avec un enregistreur multicanaux. Cette brièveté serait un avantage, dans le cas où l'on désirerait redéclencher d'autres chambres à étincelles.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous allons maintenant préciser les aspects qui caractérisent les mesures de diffusions nucléaires faites avec des chambres à étincelles sur un accélérateur comme le synchrocyclotron de Lyon.

Les chambres à étincelles permettent de disposer d'un angle solide important, donc d'étudier une distribution angulaire en une seule manipulation, ce qui est très précieux lorsque les réactions ont des sections efficaces très faibles ou lorsque le faisceau incident est peu intense (cas d'une double diffusion). De plus, la mesure de l'énergie s'effectue par mesure du parcours et peut être plus précise que par l'emploi d'un scintillateur. On emploie donc les chambres à étincelles lorsque l'énergie des particules est trop importante pour les jonctions utilisées couramment. Par exemple, avec des plaques de 50μ d'épaisseur, on mesure l'énergie des protons de 28 MeV avec une précision de 1 %.

Enfin, le déclenchement des chambres s'effectuant avec des scintillateurs on peut faire une première sélection de particules par dE/dx ou temps de vol, et préciser ensuite, à l'aide de calculs cinématiques la nature de la particule.

Après avoir étudié le système de déclenchement des chambres, et l'électronique associée, nous présenterons quelques résultats concernant leur fonctionnement avec les protons.

I. DETECTION -

La construction de l'ensemble de l'appareillage a été initialement prévue pour l'étude de la polarisation de protons après double diffusion, mais on peut envisager l'étude de n'importe quelle diffusion élastique ou réaction nucléaire, avec le même ensemble, pourvu que les particules chargées dans la voie de sortie aient suffisamment d'énergie.

Le but de ce travail étant la construction d'un détecteur à grand angle solide, donnant une distribution angulaire par un procédé d'électronique rapide, nous ne donnons le schéma général de la détection que pour préciser une utilisation future.

Cas d'une double diffusion -

Pour la mesure du pouvoir analyseur du carbone : avec des protons de 28 MeV, faite par CRAIG et al. (1963), on produit des protons polarisés par recul en envoyant un faisceau d' α sur une cible de polyéthylène (fig. 16).

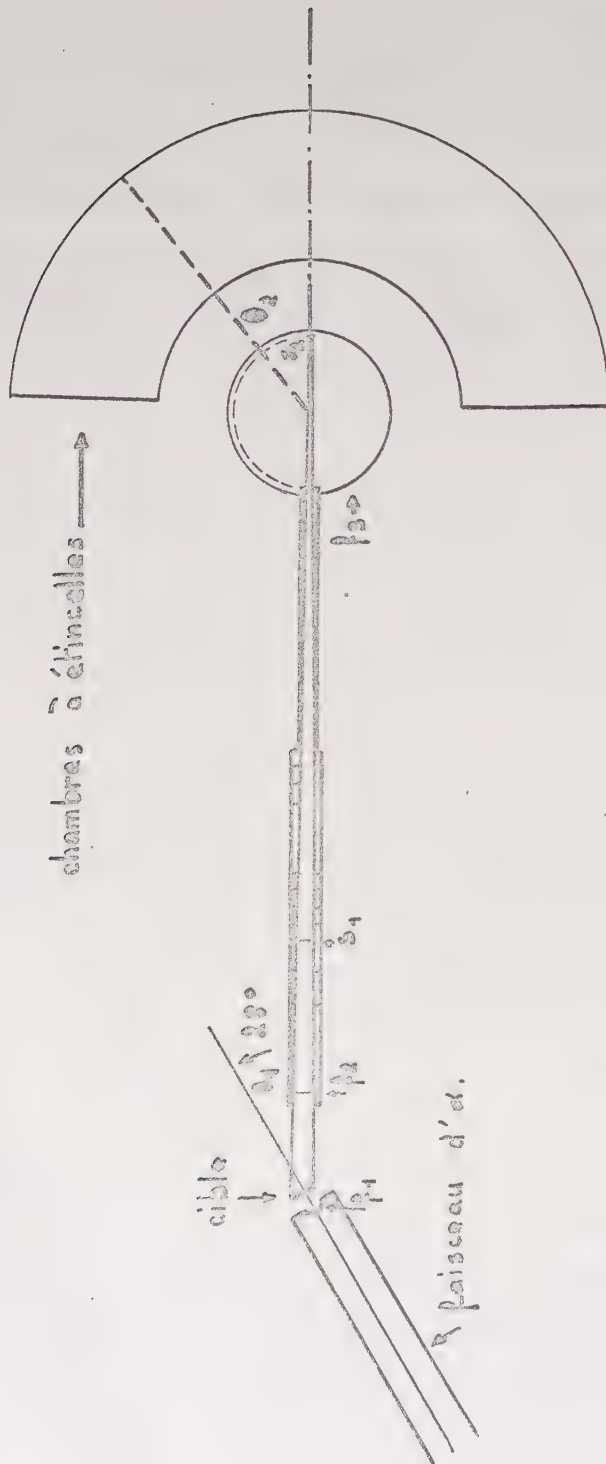
Le choc des α de 56 MeV sur des protons au repos est équivalent au choc de protons de 14 MeV sur de l'hélium. D'après le diagramme calculé par BROCKMAN (1961), la polarisation sera maximum (100 %) pour 125° (CM) soit 28° pour θ_q .

En partant d'un faisceau de $1 \mu A$ d' α de 43,1 MeV, H.G. CONZETT et al. (1961) ont obtenu des protons polarisés à 100 % à un angle de 25° et une intensité de $6 \cdot 10^6$ p/s (angle d'ouverture $1^\circ 4'$). Cette intensité est suffisante pour avoir un événement par seconde dans la deuxième diffusion pour un angle solide de $1/50$ stéradian.

Le dispositif est donc le suivant : Le faisceau d' α de 56 MeV extrait du synchrocyclotron arrive sous vide jusqu'à la fenêtre f_1 , puis pénètre sur une feuille de polyéthylène de quelques dixièmes de mm. d'épaisseur. Un tube comportant un grand nombre de diaphragmes recueille à 28° :

- les protons de recul,
- les α diffusés sur le carbone.

Les α sont diffusés sur l'hydrogène à un angle maximum de 15° et n'interviennent pas dans la mesure. Les protons de recul ont une énergie de 28 MeV et une polarisation de 100 %. Ces protons sont ensuite diffusés sur une cible de carbone et détectés par le scintillateur S_2 , puis stoppés dans les chambres à étincelles où l'on mesure l'angle de diffusion et l'énergie.



Disposition pour l'étude de la localisation avec des protons de 28 Mev.
Fig. 16

Les chambres à étincelles sont déclenchées par le signal de coïncidence entre les scintillateurs S_1 et S_2 . Les fenêtres f_1, f_2, f_3 sont en Havar 5μ (acier inox).

L'angle θ_1 vaut $28^\circ \pm 0^\circ 7$

L'angle θ_2 varie de 7° à 172° soit 165° de variation

L'angle utile après la deuxième diffusion ψ est de 10° soit :

$\cos \psi = \cos 5^\circ$, $\cos \psi = 0,998$ et n'entraîne qu'une erreur de $2/1000$ sur la polarisation, d'après la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_0 (1 + P_1 P_{02} \cos \psi)$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_0$ est la section efficace différentielle avec des particules non polarisées, P_1 la polarisation du faisceau incident, P_{02} la polarisation obtenue après diffusion si $P_1 = 0$ (pouvoir analyseur du carbone), ψ est l'angle entre les deux plans de diffusion.

La deuxième cible est en carbone de $1/10$ mm d'épaisseur et tout l'ensemble tube-diaphragme-cible-scintillateurs est sous un vide primaire.

Electronique - (figure 17)

Le signal de coïncidence $S_1 S_2$ provenant d'un convertisseur temps-amplitude est envoyé sur un discriminateur rapide. Une sortie déclenche les chambres, une autre commande le blocage de la porte, afin d'assurer un temps mort de quelques secondes nécessaires à l'enregistrement des résultats.

Le signal du scintillateur S_2 est également utilisé en dE/dx pour cela, un convertisseur analogique-digital délivre un train d'onde 8 MHz qui est compté sur une échelle.

Le signal de localisation est converti en un train d'onde 8 MHz compté sur une échelle.

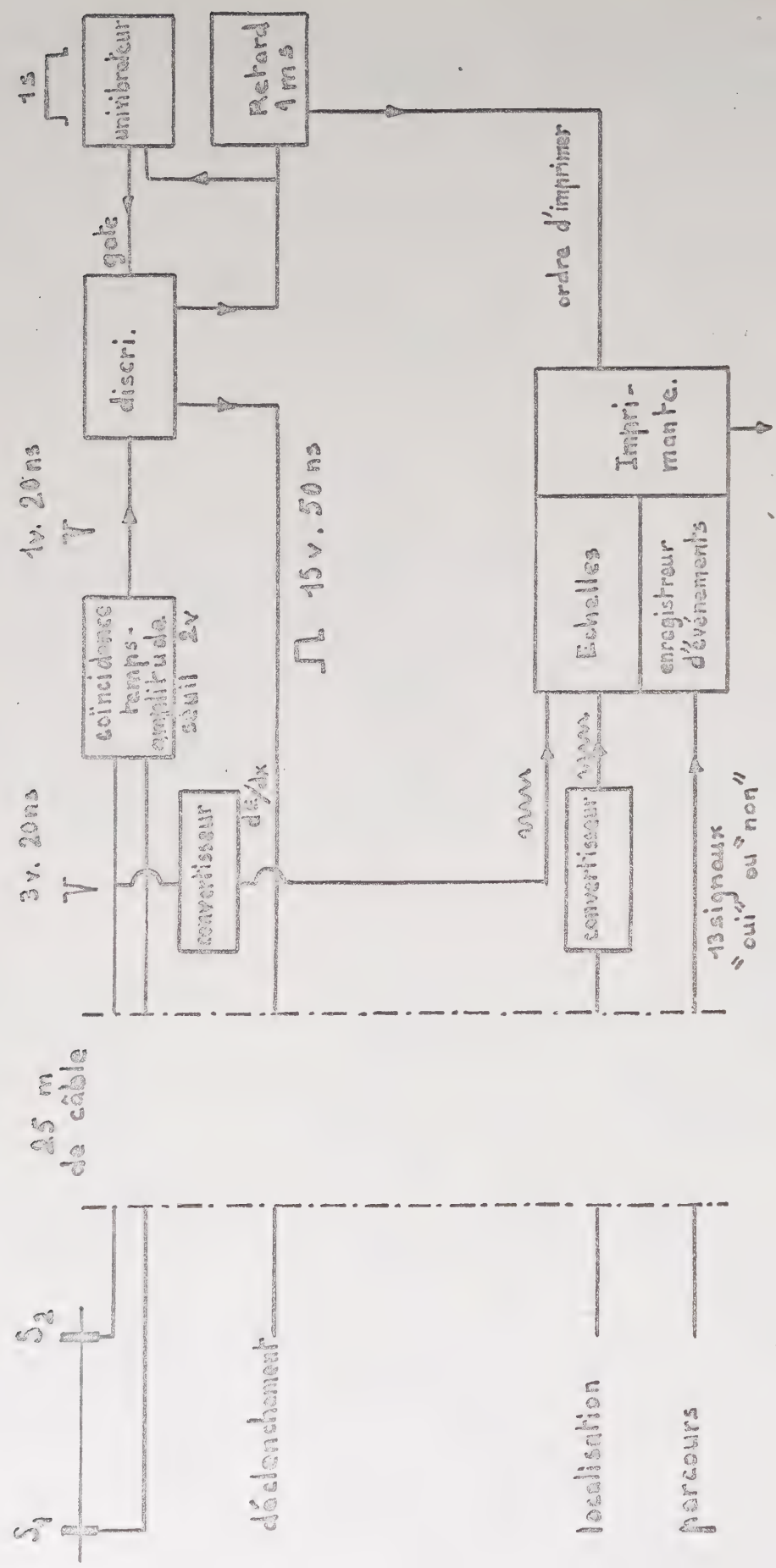


diagramme de l'électronique.

Fig. 17

Nous appellerons dans la suite "unité d'enregistrement", l'unité d'électronique servant à l'enregistrement et au décodage des informations logiques "tout ou rien" provenant des chambres à étincelles qui mesurent le parcours des particules. Une unité d'enregistrement comportant 10 entrées, avec seuil positif réglable de 0,2 à 10 volts, il est nécessaire d'utiliser deux de ces unités pour enregistrer les 13 informations de parcours dans un demi-secteur.

Les unités d'enregistrement font partie du même bloc de comptage que les échelles et sont décodées en même temps.

L'information est traduite par un nombre de 4 chiffres, chacun d'eux représentant la somme des indices correspondant aux 3 colonnes, comme l'indique le schéma ci-dessous.

Exemple:

Entrées	chiffres
4 2 1 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10	2 7 6 0

Numéros des entrées

Entrées	chiffres
4 2 1 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10	3 4 0 4

Entrées	chiffres
4 2 1 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10	1 5 7 0

1

2

3

4

5

6

7

8

9

10

(les entrées sensibilisées sont schématisées par les cercles hachurés)

Les signaux de parcours déclenchent les entrées d'un enregistreur d'évènements.

Enfin, la logique donne l'ordre d'imprimer au bloc de comptage, 1 ms après le signal de coïncidence. Toutes les échelles et les unités d'enregistrement sont alors décodées et les résultats enregistrés sur bande perforée directement utilisable par une machine à calculer, à raison de 4 échelles par seconde.

Le temps de lecture étant relativement long (quelques secondes) et d'autres dispositifs tels que l'enregistrement sur bande magnétique, ou l'utilisation d'une calculatrice en ligne sont envisagés.

La calculatrice en ligne -

Nous pouvons préciser quelques aspects de ce dernier dispositif, en considérant une calculatrice disposant d'entrées numériques, qui permettent d'introduire des informations logiques "tout ou rien" groupées par lignes d'entrées de 18 chiffres binaires.

Dans notre cas, en n'utilisant qu'un seul demi-secteur, les 13 câbles donnant la mesure de l'énergie sont branchés sur chaque chiffre d'une ligne d'entrée, après mise en forme. Le signal de localisation doit être converti en un nombre binaire, ou décimal codé binaire, de façon à être introduit sur une ligne d'entrée par autant de câbles que le nécessite le code binaire utilisé. Par exemple, un nombre "décimal codé binaire" nécessite 10 chiffres soit 10 câbles, dans le cas de 200 canaux, comme le montre l'exemple ci-dessous correspondant à 199.

C o d e	centaine	dizaine	unité
décimal	1	9	9
décimal code binaire	0 1	1 0 0 1	1 0 0 1

Pour enregistrer les informations correspondant à l'énergie et à la position d'un évènement, il est nécessaire de disposer de $13 \times 200 = 2600$ mots de mémoire. Si l'on tient compte des mots nécessaires aux calculs et au programme, on voit qu'il faut disposer d'un calculateur ayant de l'ordre de 8.000 mots de mémoire et au moins 23 entrées numériques.

Sélection des particules -

La sélection des particules doit se faire par temps de vol ou dE/dx , le plus rapidement possible, à cause de la mémoire des chambres à étincelles. En effet, si l'on compte un retard de 200 ns introduit par les câbles, et 200 ns par l'électronique de déclenchement et le temps de formation de l'étincelle, on déclenche les chambres 400 ns après le passage de la particule. Il est nécessaire de ne pas aller au delà pour garder une efficacité maximum. Dans le cas présent, on peut sélectionner n'importe quel type de particule par deux actions simultanées, la première correspondant à la méthode dE/dx et la seconde à la sélection par temps de vol.

Méthode dE/dx -

En baissant la tension du photomultiplicateur S_1 on réduit la hauteur des impulsions et celle provenant des particules rapides n'ont plus la hauteur suffisante pour déclencher le circuit de coincidence (voir le spectre délivré par S_1 et analysé sur 200 canaux) (figure 18)

Temps de vol -

Grâce au discriminateur à la sortie du convertisseur temps-amplitude, on supprime les particules lentes comme le montrent les spectres de temps de vol (figure 19).

La résolution de cette sélection dépend de nombreux facteurs (épaisseur des cibles, fluctuations dans les photomultiplicateurs), mais permet de distinguer à coup sûr les protons comme le montrent les résultats discutés plus bas, lors de l'étalonnage des chambres.

Les spectres de temps de vol ont été obtenus, le premier avec une cible de polyéthylène (épaisseur 5/10 mm), le second avec une cible de polystyrène (même épaisseur), le troisième avec une cible de carbone de 1 mm d'épaisseur.

On observe que le spectre de temps de vol correspondant à la cible de polyéthylène présente trois pics, comme le spectre dE/dx ; les retards ont été choisis de façon que les particules les plus rapides donnent les impulsions les plus élevées à la sortie du convertisseur temps-amplitude; la raie la plus intense correspond aux protons, les résultats avec la cible de carbone montrent que le pic correspondant aux

Fig. 18

spectres dE/dx

nbs. coups

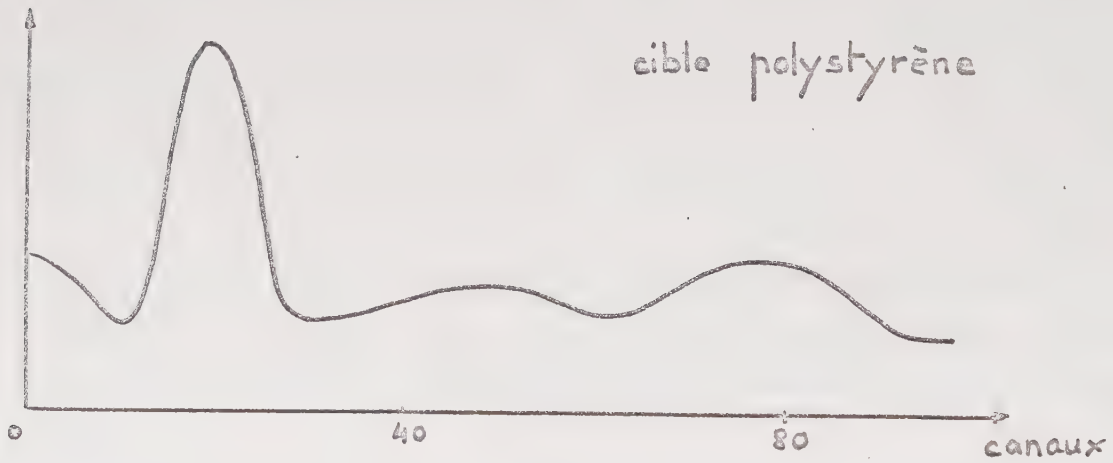
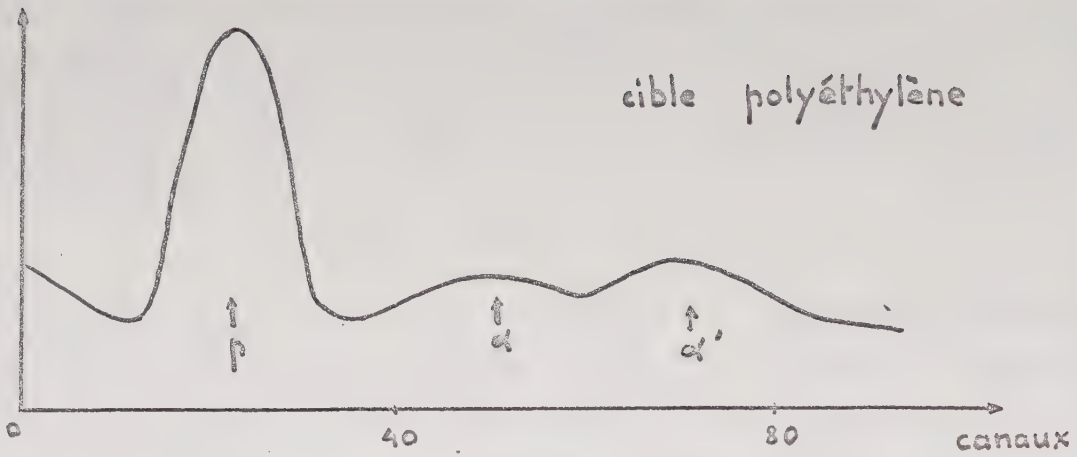
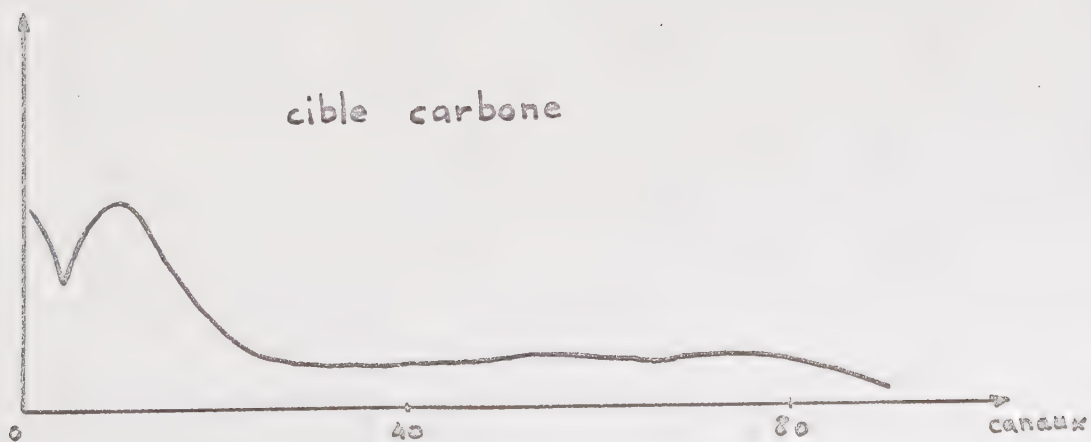
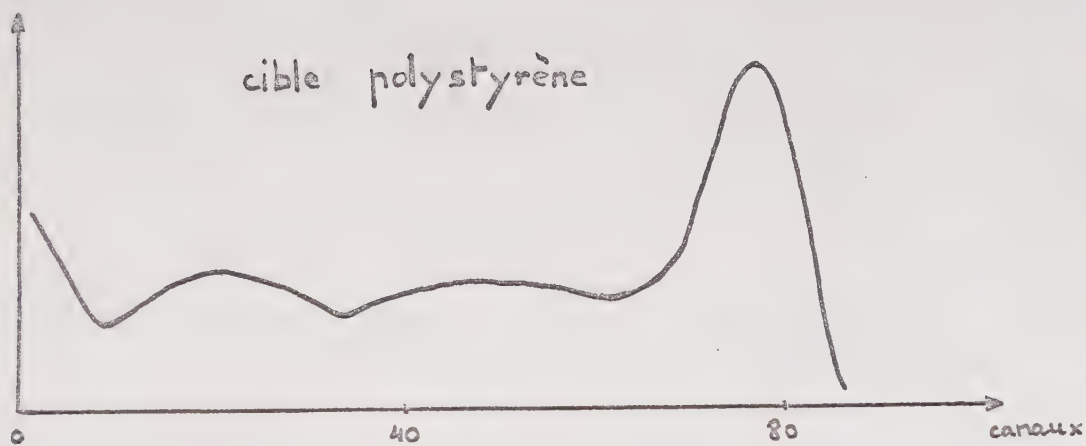
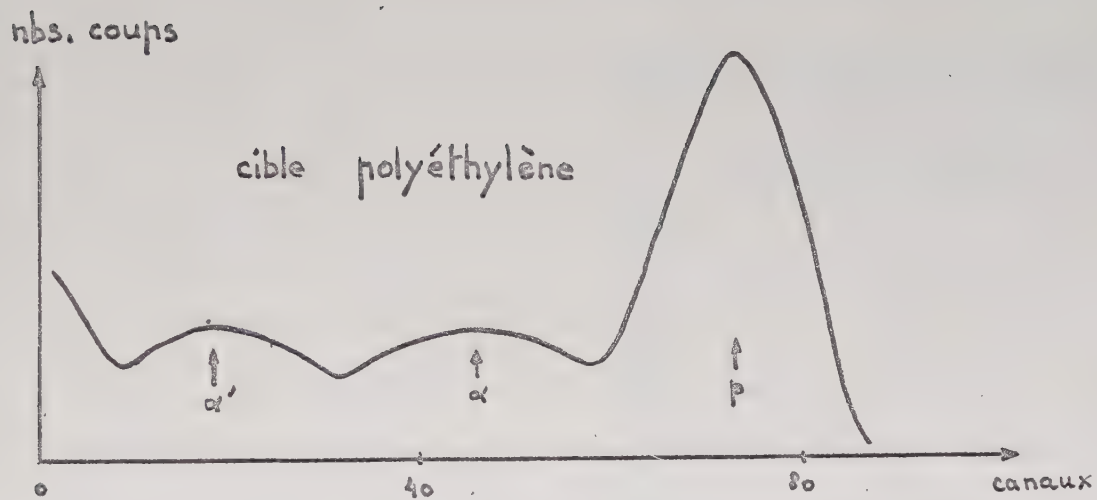


Fig. 19
spectres de temps de vol



particules les plus lentes est dû aux α de diffusion inélastique et le pic intermédiaire aux α de diffusion élastique.

II. ETALONNAGE DES CHAMBRES -

Résolution angulaire -

Afin de mesurer la résolution angulaire de la localisation, on a envoyé les protons de 28 MeV sélectionnés de la façon décrite plus haut, dans 3 angles différents des chambres. Les résultats sont donnés par la figure 20.

Le faisceau collimaté de protons étant défini à 3° , la largeur observée à mi-hauteur correspond à une dispersion due à la localisation de 3° . D'autre part, la même étude avec une source d'électrons Sr 90, donne un résultat identique à celui obtenu avec les protons, en ce qui concerne le sommet du pic. On note que ce sommet, sur 200 canaux, ne varie pas d'un canal en plusieurs jours de manipulation. On en déduit que pour une étude de distribution angulaire où la statistique est importante, l'écart angulaire introduit par la localisation est inférieur à 1° .

Efficacité -

Sur 310 déclenchements, on note 4 déclenchements sans étincelle, l'efficacité totale (détection et chambres) est :

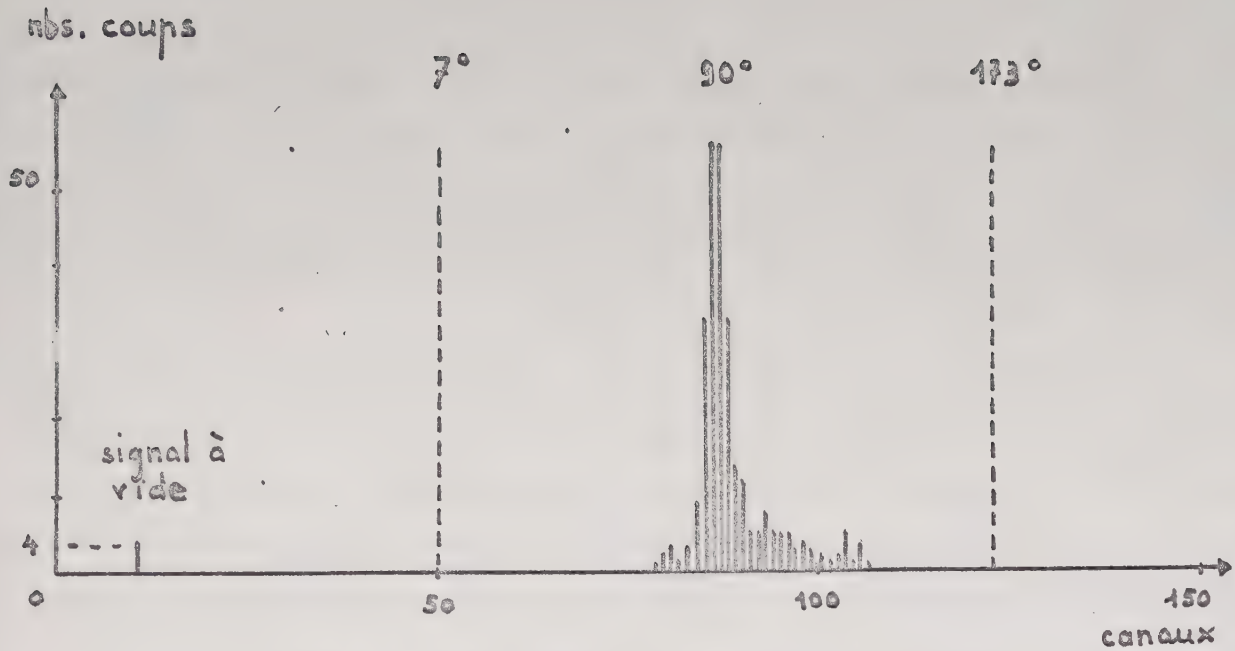
$$\frac{306}{310} = 99 \%$$

Ces 306 déclenchements ont tous produit des traces complètes, il s'agit bien de protons de 28 MeV ayant traversé les 15 plaques.

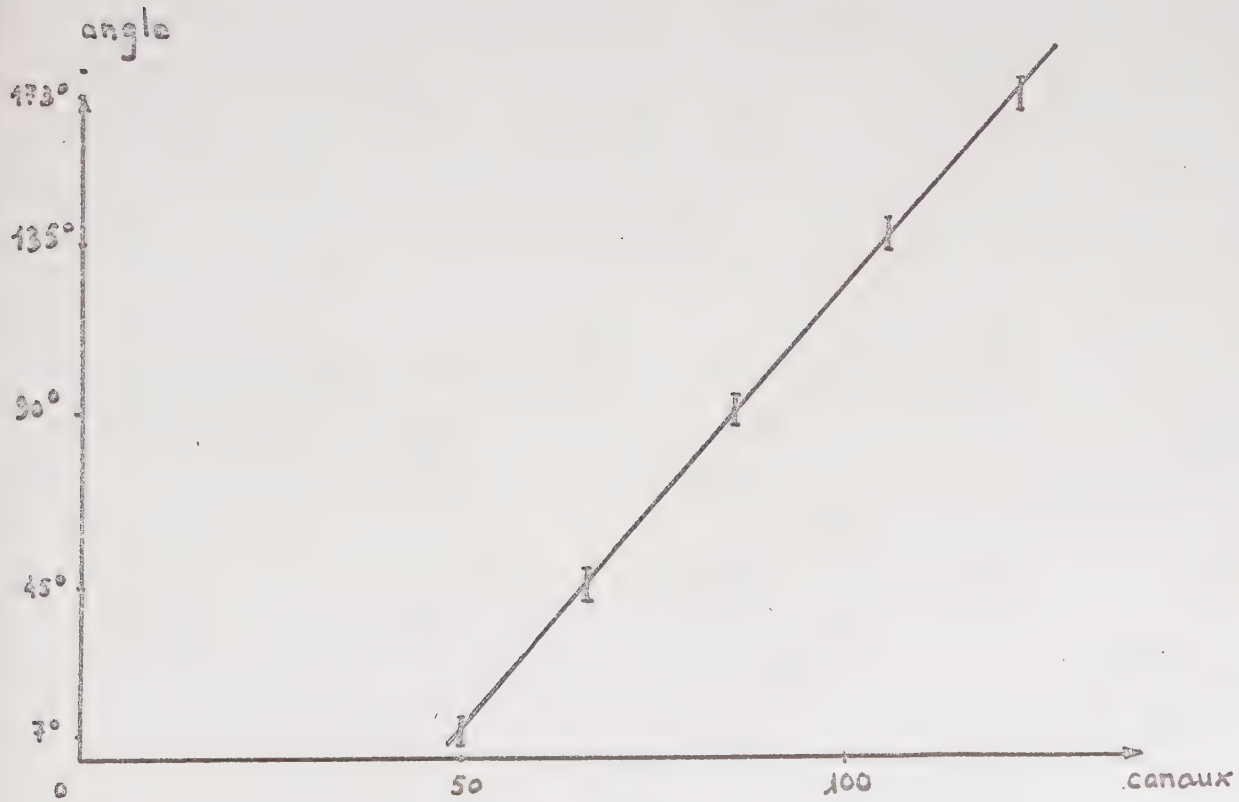
L'efficacité élevée de ces chambres est due à leur dimension réduite et/à une bonne circulation du gaz de remplissage.

La sélection des protons par le procédé de temps de vol est donc très satisfaisante.

Fig. 20



spectre de localisation. Protons 28 Mev.



linéarité

CONCLUSION

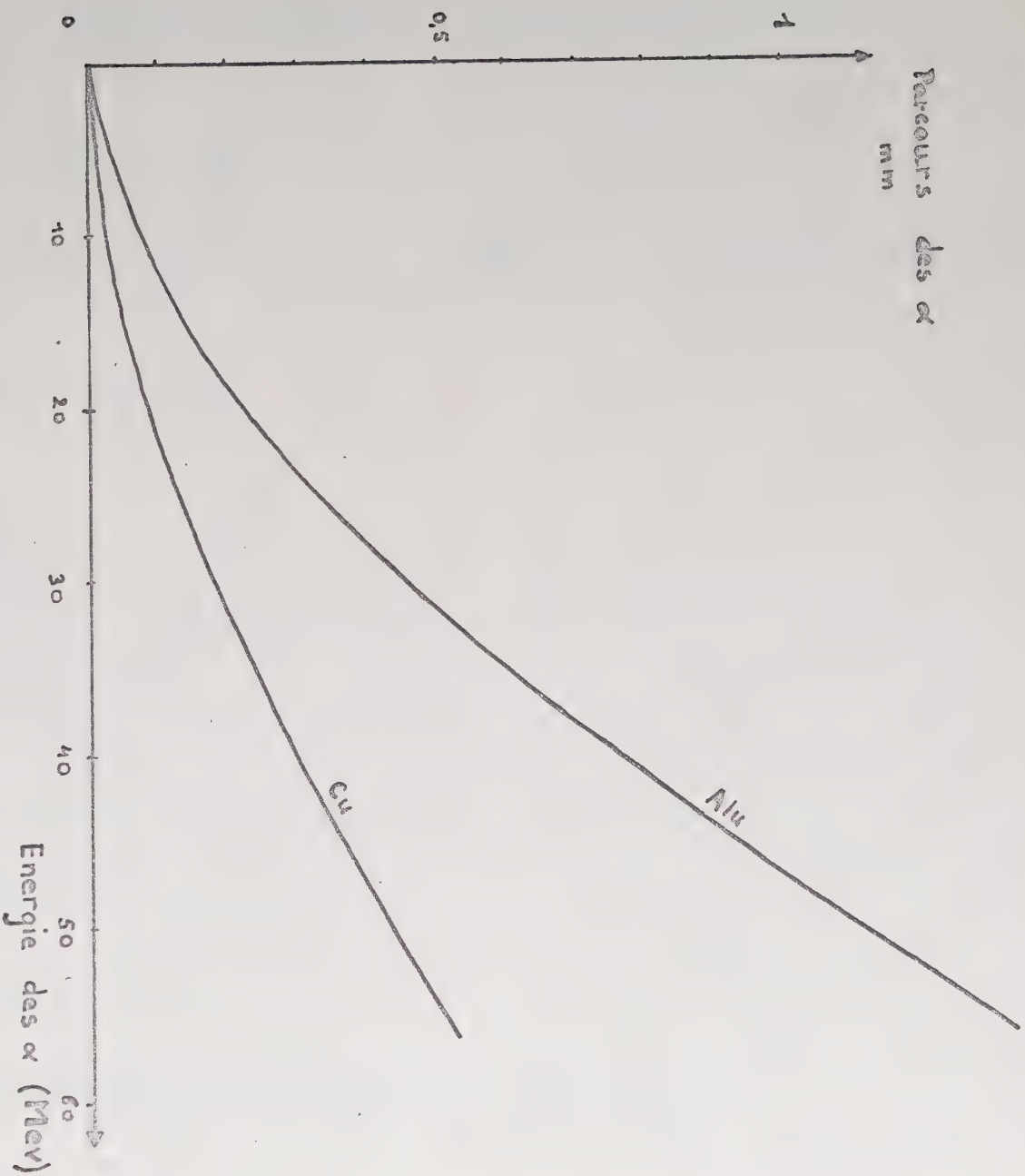
En conclusion, nous rappellerons les caractéristiques des chambres à étincelles mises au point, et les tests effectués. On dispose, pour des expériences de diffusion de particules chargées sur une cible, d'un détecteur composé de deux demi-secteurs de 165° entourant la cible. L'angle solide utile pour chaque demi-secteur est de $0,3$ stéradian.

L'étincelle qui se forme sur la trajectoire de la particule est localisée par un procédé électrique, et l'angle de diffusion est obtenu avec une précision de 3° . L'énergie de la particule est mesurée par le nombre de plaques traversées avec une précision qui peut atteindre 1% . Enfin, le rythme de l'ensemble de l'appareillage permet d'enregistrer environ un évènement à la seconde.

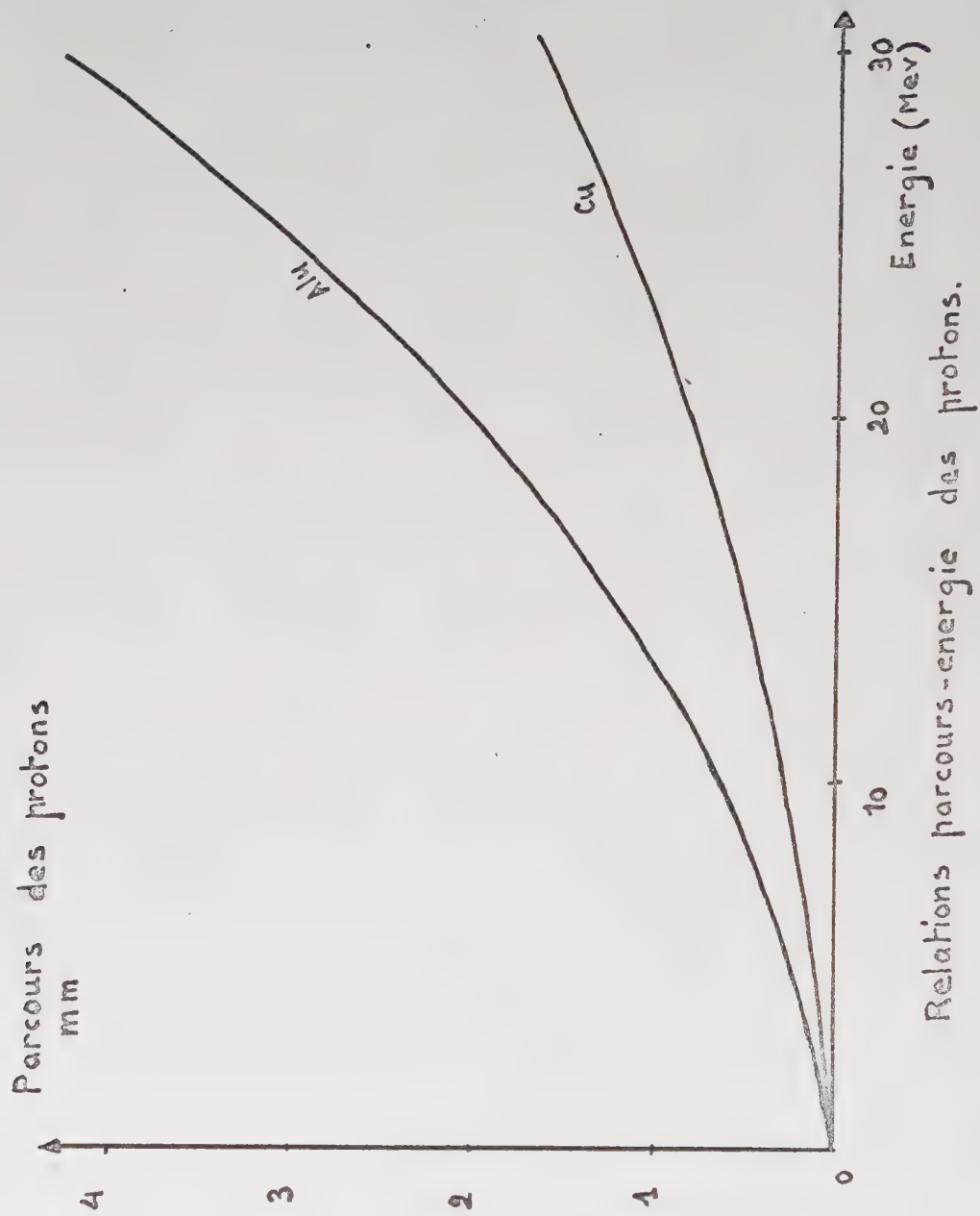
La visualisation des trajectoires permet une vérification constante de la bonne marche de l'appareillage ; les mesures de l'efficacité montrent que la sélection préalable de l'évènement par l'électronique permet d'obtenir une information sans bruit de fond, c'est à dire que peu d'évènements enregistrés sont à rejeter. D'autre part, la localisation électrique conduit à un signal proportionnel à l'angle de diffusion, ce qui facilite l'emploi de l'enregistreur multicanaux.

Enfin, il existe diverses possibilités de transformation, telles que l'utilisation de plaques de plus faible épaisseur, l'augmentation du nombre de plaques et l'emploi de deux localisations pour un même demi-secteur (si la cible n'est plus supposée ponctuelle).

Les chambres à étincelles employées comme polarimètre conduisent à une économie dans le temps d'utilisation de l'accélérateur, et permettent d'utiliser des faisceaux de faible intensité. Elles permettent aussi d'étudier des réactions nucléaires de faible section efficace.



Relations parcours - energie pour les α .



BIBLIOGRAPHIE

ALLKOFER O.C., BAGGE E., HENNING P.G., SCHMIEDER L.
Atomkenergie, 2, (1957), 88

AMALDI U. Jr.

A curved acoustic spark chamber

Instituto Superiore di Sanita, Report Roma, April 13, (1963)

BANAIGS J., DUFLO J., GOLDZAHN L., BOUELLIC B., DELORME C., KIESLER R.
MICHAELIS E.C.

Nucl. Instr. Meth. (à paraître)

BELLA F., FRANZINETTI O.

Nuovo Cimento, 10, (1953), 1335

BOHR N.

Math. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 18, (1960), No 8

BROCKMAN K.W.

Helv. Phys. Acta, suppl. VI, (1961), 259

BROWN S.C., EVANS R.D.

Phys. Rev., 55, (1939), 1133

CHARPAK G.

J. Phys. Rad., 18, (1957), 539

CHARPAK G., FAVIER J., MASSONNET L.

Nucl. Instr. Meth., 24, (1963), 501

CHARPAK G., MASSONNET L.

Rev. Sci. Instr., 34, (1963), 664

CHARPAK G., MASSONNET L., FAVIER J.

Progress in Nuclear Techn. and Instr., vol. 1, (1965), p. 321

CONZETT H. Z.

Helv. Phys. Acta, suppl. VI, (1961), p. 253

CRAIG R.M., DORE J.C., GREENLEES G.W., LILLEY J.S., HOWE P.C.

Phys. Lett., 3, No 6, (1963),

CRANSHAW T.E., DEBEER J.F.

Nuovo Cim., 5, (1957), 1107

CULLIGAN G., HARTING D., LIPMAN N.H.
Rapport CERN 61-25, (1961)

DAION M.I., LEKSIN G.A.
Ups. Fiz. Nauk., SSSR, 80, 281-329

DANY de SOUZA SANTOS M., WATACHEN G.
Nuovo Cim., 15, (1938), 104

DICKEY F.R.
J. Appl. Phys., 23, (1952), 1336

FISCHER J., ZORN G.T.
Rev. Sci. Instr., 32, (1961), 499

FISCHER J., ZORN G.T.
IRE Trans. Nucl. Sci., NS/9, (1962), 261

FUKUI S., MIYAMOTO S.
Nuovo Cim., 11, (1959), 113

GELERTNER H.
Nuovo Cim., 22, (1961), 631

GISOLF J.H.
Physica, 4, (1937), 69

HENNING P.G.
Thèse, Univ. Hamburg, (1955)
Atomkernenergie, 2 (1957), 81

KEUFFEL J.W.
Rev. Sci. Instr., 20, (1949), 202

KRIENEN F.
Nucl. Instr. Meth., 20, (1963), 168

NEHER H.V., HARPER W.W.
Phys. Rev., 49, (1936), 940

PEREZ-MENDEZ V., KERNS G.A., KIRSTEN F.A., MACK B.A., ZURLINDEN I.
Internal Report Berkeley, (1962)

RAETHER H.
Proc. of the International Conference on Ionization Phenomena in gases,
Paris, (1961)

ROBERTS A.
Spark chambers
Rev. Sci. Instr., 32, (1961), 482

RUTHERGLEN J.G.

Prog. in Nucl. Phys., 9, (1963), 3

TROST A.

Z. Physik, 105, (1937), 399

TRUMPER J.

Atomkernenergie, 5 (1960), 121

WAGNER R.N.

Zeit. fur Physik, 178, (1964), 64

WAHLIG

Rev. Sci. Instr., 33, (1962), 529

WENZEL W.A.

Nucl. Instr. Meth., 20, (1963), 205

WENZEL W.A.

Spark chambers

Rapport UCRL, No 11319, (1964)

ZAVOISKY E.K., SMOLKIN G.E.

J. Nucl. Energy, 4, (1957), 353

ZIPPRICH B.

Z. Physik, 85, (1933), 592

Spark Chamber Symposium

Rev. Sci. Instr., 32, No 5, (Mai 1961)

Vu :
Les Membres du Jury

A. SARAZIN
J. DEPRAZ
L. FEUVRAIS

Vu et Approuvé :
Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer

Lyon, le 12 Juillet 1965

Le Recteur
Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

